

---

# Röntgenthompsonstreuung als Diagnostik dichter Plasmen

---

**X-ray Thomson scattering for probing warm dense matter**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Alexander Pelka aus Köln

September 2010 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik

Röntgenthompsonstreuung als Diagnostik dichter Plasmen  
X-ray Thomson scattering for probing warm dense matter

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Alexander Pelka aus Köln

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 28. Juni 2010

Tag der Prüfung: 19. Juli 2010

Darmstadt — D 17

---

## Erklärung zur Dissertation

---

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 25. Juni 2010

---

(A. Pelka)



---

## Zusammenfassung

---

Die Untersuchung exotischer, instabiler Materiezustände ist eine zentrale Aufgabe der modernen Experimentalphysik. Diese Zustände treten auf der Erde selten auf, spielen aber eine wichtige Rolle bei verschiedenen astrophysikalischen Vorgängen und sind für Entwicklungen im Bereich der Trägheitsfusion von großer Bedeutung. In dieser Arbeit wurde das Verhalten von Materie bei hoher Dichte und moderater Temperatur untersucht. Hierzu wurde Röntgenthompsonstreuung bei zwei verschiedenen Experimenten als Diagnostik eingesetzt.

Das erste Experiment behandelte die Dynamik des Zustandes von Lithiumfolien, die durch Laserpulse schockkomprimiert und geheizt wurden. Um eine möglichst homogene Kompression zu erreichen, kamen hierzu zwei Laserpulse zum Einsatz, die symmetrisch von beiden Seiten mit einer Intensität von  $2.7 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  und Pulsdauern von 4 ns auf Folien einer Dicke von 50  $\mu\text{m}$  gelenkt wurden. Bei diesem Aufbau kann eine hohe Kompression erreicht werden, da sich, nach der Vorhersage hydrodynamischer Simulationen, die Schockwellen nach etwa 1.2 ns überlagern während sie noch durch die Heizlaser getrieben werden. Als Röntgenquelle für die Streudiagnostik wurde durch separate Laserpulse mit Pulsdauern von 1 ns ein Chlorplasma erzeugt, das  $\text{Ly}_\alpha$ -Strahlung mit einer Photonenenergie von 2.96 keV emittierte. Die gestreute Strahlung wurde unter einem Winkel von  $120^\circ$  von einem Röntgenspektrometer mit einem gekrümmten Reflektor aus hochorientiertem pyrolytischen Graphit in von Hamos Geometrie aufgenommen. Eine Variation des zeitlichen Abstands der Laserpulse ermöglichte es, die Dynamik der gemessenen Parameter zu bestimmen. Die Messungen ergaben Dichten im komprimierten Bereich von bis zu  $1.3 \text{ g/cm}^3$  bei Temperaturen von  $2.6 \text{ eV/k}_B$ . Dies entspricht annähernd der dreifachen Festkörperdichte. Der Vergleich der Messergebnisse zu hydrodynamischen Simulationen zeigt die beste Übereinstimmung bei Verwendung der PROPACEOS-Zustandsgleichung für die Plasmaexpansion und dem QEOS-Modell für die Ionisationszustände.

Im zweiten Experiment wurden die Eigenschaften von Kohlenstoff im Bereich des Schmelzpunktes untersucht. Hierzu wurde eine Graphitprobe mit der Festkörperdichte von  $2.25 \text{ g/cm}^3$  durch ultrakurze, lasererzeugte Protonenstrahlen geheizt. Als Röntgenquelle diente die  $\text{He}_\alpha$ -Linie eines Titanplasmas mit einer Photonenenergie von 4.75 keV, das durch einen zweiten Hochintensitätslaser erzeugt wurde. Die Emissionsdauer der Röntgenstrahlung lag in derselben Größenordnung wie die Laserpulsdauer von 18 ps. Damit waren sowohl die Dauer des Heizmechanismus als auch die diagnostische Wechselwirkungszeit deutlich kürzer als die Zeitskalen, auf denen eine hydrodynamische Expansion stattfindet. Durch das für lasererzeugte Protonenstrahlen typische exponentielle Energiespektrum ergab sich in der Probe ein ebenfalls exponentielles Temperaturprofil. Bei den erreichten Protonenenergien führte das zu einer teilweise geschmolzenen Probe. Der Vergleich der Streusignale verschieden stark geheizter und kalter Kohlenstoffproben erlaubte die Bestimmung des Anteils, der sich in der flüssigen Phase befindet. So konnten bis zu 70 % der Probe in den flüssigen Zustand gebracht werden, was einer Masse von  $\sim 6 \mu\text{g}$  entspricht. Diese Daten wurden mit theoretischen Vorhersagen der SESAME-Zustandsgleichung sowie einer Zustandsgleichung verglichen, die aus *ab initio* Simulationen auf Basis der Dichtefunktionaltheorie gewonnen wurde. Es ergibt sich, dass SESAME eine gute Beschreibung liefert, solange der flüssige Anteil der Probe nicht überwiegt. Bei zunehmender Energiedeposition in der Probe wird die Abweichung dieses Modells so groß, dass insgesamt die Dichtefunktionaltheorie eine bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen zeigt.



---

## Abstract

---

The investigation of exotic, instable states of matter is a central task for modern applied physics. These states rarely occur on earth but play an important role for numerous astrophysical processes and for the development of Inertial Confinement Fusion (ICF). This work concentrates on determining the characteristics of matter at high densities and moderate temperatures. To achieve this x-ray Thomson scattering was used as a diagnostic for two different experiments.

In the first experiment the dynamics of warm dense Lithium was studied. Lithium foils were shock-compressed and heated by high energy laser pulses. To obtain a uniform state two laser pulses with intensities of  $2.7 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  and pulse lengths of 4 ns were directed on both sides of the 50  $\mu\text{m}$  thick foils. This setup led to a high compression, since, as hydrodynamical simulations indicate, the two shock waves coalesce approximately 1.2 ns after the beginning of the laser drive, and therefore while the shock is still driven. The x-ray source used for the scattering diagnostic was a chlorine plasma, driven by separate 1-ns-long backlighter laser pulses, which emitted  $\text{Ly}_\alpha$ -photons with an energy of 2.96 keV. The scattered radiation was detected at an angle of  $120^\circ$  by an x-ray spectrometer using a curved highly oriented pyrolytic graphite reflector in von Hamos geometry. A variable delay between the heater and backlighter pulses allowed determining the dynamical evolution of the measured parameters. The maximum densities reached in this experiment were  $1.3 \text{ g/cm}^3$  at temperatures of  $2.6 \text{ eV/k}_B$ , which corresponds to almost triple solid density. A comparison with theoretical models showed the best agreement when using the PROPCEOS equation of state for the expansion dynamics with the QEOS model for the ionization.

The second experiment aimed at studying the solid-liquid transition of carbon. A graphite sample at the solid density of  $2.25 \text{ g/cm}^3$  was heated by proton beams, generated by a short, high intensity laser pulse. As an x-ray source for the scattering diagnostic a titanium plasma was produced by a second short pulse laser beam. This plasma emitted a burst of  $\text{He}_\alpha$ -photons with an energy of 4.75 keV. The pulse length of this burst was roughly equal to the laser pulse length of 18 ps. Since both the heating and the probing of the sample were short relative to the time scale of hydrodynamic expansion mechanisms the sample can be assumed to remain at solid density. Laser-generated protons show a typical exponential energy spectrum which likewise leads to an exponential temperature profile in the sample. With the proton energies reached in this experiment partial melting of the graphite could be achieved. A comparison of the scattering signals with the scattering from cold graphite allows the determination of the liquid fraction. In this way it was shown that up to 70% of the probe were transferred into the liquid state, which corresponds to a mass of  $\sim 6 \mu\text{g}$ . These results were compared with theoretical predictions using two different models for the equation of state, the standard SESAME tables and an EOS that was calculated by *ab initio* simulations from the density functional theory. The SESAME EOS shows a good agreement with the experimental results as long as the liquid part is small. However, at higher energy inputs the deviations of this model increase, and overall the density functional theory matches the experimental data better.





---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Strukturelle Gliederung dieser Arbeit . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Physikalische Eigenschaften dichter Plasmen . . . . .	5
2.2	Röntgenthompsonstreuung . . . . .	9
2.2.1	Streuung an einem Elektron . . . . .	10
2.2.2	Röntgenstreuung in Plasmen . . . . .	15
2.2.3	Streuparameter . . . . .	18
2.2.4	Fluktuations-Dissipations-Theorem . . . . .	19
2.2.5	Statischer Strukturfaktor . . . . .	21
2.2.6	SOCP-Näherung . . . . .	22
2.3	Erzeugung heißer dichter Plasmen . . . . .	23
2.3.1	Lasererzeugte Plasmen . . . . .	24
2.3.2	Laserprotonenbeschleunigung . . . . .	26
2.3.3	Protonenstrahlerzeugte Plasmen . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Diagnostik</b>	<b>31</b>
3.1	Röntgenspektrometer . . . . .	31
3.1.1	Hochorientierter Pyrolithischer Graphit - HOPG . . . . .	32
3.1.2	Image Plates . . . . .	33
3.2	Ionenstrahldetektoren . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Röntgenthompsonstreuung an schockkomprimiertem Lithium</b>	<b>37</b>
4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	38
4.1.1	Timing . . . . .	39
4.1.2	Röntgenquelle . . . . .	40
4.1.3	Streuspektrometer . . . . .	43
4.2	Simulation der Plasmabedingungen . . . . .	44
4.3	Ergebnisse . . . . .	47

<b>5</b>	<b>Röntgenthompsonstreuung an protonenstrahlgeheiztem Kohlenstoff</b>	<b>57</b>
5.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	58
5.1.1	Target . . . . .	59
5.1.2	Röntgenquelle . . . . .	62
5.2	Charakterisierung des lasererzeugten Protonenstrahls . . . . .	63
5.3	Simulation des Heizprozesses . . . . .	65
5.4	Ergebnisse . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>75</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>
	<b>Veröffentlichungsliste</b>	<b>85</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>87</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>89</b>

---

## Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Ladungsträgerverteilung in einem Plasma . . . . .	7
2.2	Entartungs- und Kopplungsparameter . . . . .	9
2.3	Streuung an einem Elektron . . . . .	10
2.4	Streudiagramm . . . . .	11
2.5	Polarisationsterm . . . . .	13
2.6	Elastische Streuung an gebundenen Elektronen . . . . .	17
2.7	Inelastische Streuung an freien Elektronen . . . . .	17
2.8	Inelastische Streuung an gebundenen Elektronen . . . . .	17
2.9	Streusignal im kollektiven Regime . . . . .	20
2.10	Direktes Heizen mit Lasern . . . . .	25
2.11	Vorpuls bei Hochintensiven Laserpulsen . . . . .	26
2.12	Target Normal Sheath Acceleration . . . . .	27
2.13	Lasererzeugte Protonenstrahlen . . . . .	28
2.14	Energiedeposition von Protonen in Materie . . . . .	30
3.1	<i>Bragg</i> Reflektion . . . . .	31
3.2	<i>Von-Hamos</i> -Geometrie . . . . .	32
3.3	Mosaikfokussierung . . . . .	33
3.4	Schematischer Aufbau von Image Plates . . . . .	34
3.5	Radiochromatische Filme . . . . .	35
4.1	Central Laser Facility . . . . .	37
4.2	Targetkomponenten . . . . .	38
4.3	Experimentaufbau . . . . .	39
4.4	Timing . . . . .	40
4.5	Konversionseffizienz . . . . .	41
4.6	Spektrum der Röntgenquelle . . . . .	42
4.7	Streuspektrometer . . . . .	43
4.8	Spektrum der Quelle im Streuspektrometer . . . . .	44
4.9	Geometrie für die Simulation . . . . .	45
4.10	Zeitlicher Verlauf des Dichteprofiles . . . . .	45
4.11	Zeitlicher Verlauf des Ionisationsgrades . . . . .	46

4.12 Zeitlicher Verlauf der Temperatur . . . . .	46
4.13 Aufnahme des gestreuten Signals . . . . .	48
4.14 Streusignal bei $\Delta t = 2$ ns . . . . .	50
4.15 Streusignal bei $\Delta t = 4$ ns . . . . .	50
4.16 Streusignal bei $\Delta t = 6$ ns . . . . .	51
4.17 Streusignal bei $\Delta t = 8$ ns . . . . .	51
4.18 Absolute Intensität des Streusignals . . . . .	53
4.19 Sensitivität des Streusignals auf den Ionisationsgrad . . . . .	54
4.20 Sensitivität des Streusignals auf die Temperatur . . . . .	55
5.1 Isochores Heizen von Kohlenstoff . . . . .	57
5.2 Experimentaufbau . . . . .	59
5.3 Detailansicht des Targets . . . . .	60
5.4 Stirnseite eines Kohlenstoffstabs . . . . .	61
5.5 Spektrum der Titan-Quelle . . . . .	62
5.6 Prinzip der Referenzmessung des Protonenstrahls . . . . .	63
5.7 RCF-Aufnahmen des Protonenstrahls . . . . .	64
5.8 Divergenz und Energiespektrum der Protonen . . . . .	65
5.9 Energiedeposition des Protonenstrahls . . . . .	66
5.10 Temperaturverlauf im Kohlenstoff . . . . .	67
5.11 Streusignal . . . . .	69
5.12 Abhängigkeit des Streusignals von der deponierten Energie . . . . .	70
5.13 Anteil des Kohlenstoffs in der flüssigen Phase . . . . .	71

---

## 1 Einleitung und Motivation

---

In der modernen Experimentalphysik ist eines der zentralen Ziele die Zustandscharakterisierung von Materie unter exotischen Bedingungen. Insbesondere Zustände hoher Temperatur und Dichte, die auf der Erde nicht stabil auftreten, sind weitgehend unerforscht. Für das Verständnis astrophysikalischer Vorgänge und für Entwicklungen im Bereich der Trägheitsfusion ist es wichtig, das Verhalten von Materie unter solchen Bedingungen möglichst genau zu kennen. Die Erforschung instabiler Materiezustände stellt dabei vor allem an die Diagnostik hohe Ansprüche. Hier haben sich Experimente, die auf der Streuung elektromagnetischer Strahlung basieren als ein wichtiges und vielseitiges Konzept erwiesen. Trifft ein Photon auf ein Elektron, so kann es von diesem absorbiert und unter einem anderen Winkel wieder reemittiert werden. Dieser Effekt wird als Thomsonstreuung bezeichnet, benannt nach Sir J.J. Thomson, der 1906 die zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien erstmals beschrieb [Thomson, 1906]. A.H. Compton untersuchte 1922 die Streuung von Röntgenstrahlung an einem Festkörper [Compton, 1923] und entdeckte so den nach ihm benannten Compton-Effekt. 1928 konnte mithilfe spektral aufgelöster Röntgenstreuung die Verteilungsfunktion von Elektronen in metallischem Beryllium bestimmt werden [Du Mond, 1929]. Die Untersuchung von instabilen Materiezuständen war zu diesem Zeitpunkt nicht möglich, da bei den zur Verfügung stehenden Strahlungsquellen und dem niedrigen Wirkungsquerschnitt wochenlange Messzeiten erforderlich waren. Durch die Entwicklung der Laser [Maiman, 1960] wurde der Einsatz optischer Thomsonstreuung als Diagnostik für Plasmen geringer Dichte ermöglicht [Fünfer *et al.*, 1963, Kunze *et al.*, 1964]. Die Einschränkung auf dünne Plasmen resultiert aus der kritischen Dichte freier Elektronen, oberhalb derer die Photonen nicht durch das Plasma propagieren können. Für Licht im sichtbaren Bereich des Spektrums liegt sie bei  $n_e \lesssim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ .

Die Eigenschaften von Materie bei hoher Dichte und moderaten Temperaturen ist in den letzten Jahren in den Fokus aktueller Forschungsvorhaben gerückt. Dieser Parameterbereich zwischen heißen, dünnen Plasmen und kalten, dichten Festkörpern wird auch als *warm dense matter* (WDM) bezeichnet und besitzt eine starke Relevanz für astrophysikalische Fragestellungen [Stanley u. Bloxham, 2004, Nettelmann *et al.*, 2008] und Entwicklungen im Bereich der Trägheitsfusion [Lindl *et al.*, 2004]. Eine theoretische Behandlung ist durch die hohe Komplexität nur bedingt durchführbar, da keine erschöpfende Beschreibung der dominanten Wechselwirkungsprozesse existiert [Hansen u. McDonald, 1983, Ichimaru u. Tanaka, 1985, Boercker u. More, 1986]. Ein experimenteller Ansatz zur Untersuchung solcher Zustände ist die Röntgenthompsonstreuung. Diese ist möglich geworden durch den Fortschritt im Bereich der Hochenergielaser der letzten Jahre und die einhergehende Entwicklung kurzlebiger, lasergetriebener Röntgenquellen [Landen *et al.*, 2001]. Die experimentelle Umsetzung gelang erstmals zur Untersuchung lasergeheizter Berylliumplasmen [Glenzer *et al.*, 2003]. In der Folge wurde das Verfahren erfolgreich bei lasergeheizten Kohlenstoff- und Lithiumplasmen [Gregori

---

*et al.*, 2004, 2006, Garcia-Saiz *et al.*, 2008] sowie an laserkomprimiertem Lithiumhydrid [Kritcher *et al.*, 2009] angewandt. Bei diesen Experimenten konnten durch eine geeignete Wahl des Streuwinkels unterschiedliche Plasmaparameter gemessen werden. Bei Streuung unter einem großen Winkel findet ein großer Impulsübertrag statt, das Interaktionsvolumen ist klein und das Streuverhalten wird von Einzelteilchenbewegungen bestimmt. In diesem Fall spricht man von *nichtkollektiver Streuung*. Demgegenüber ist bei Streuung unter einem kleinen Winkel das Interaktionsvolumen groß, so dass die Teilchenstruktur der Materie nicht aufgelöst wird und es dominieren kollektive Effekte wie Plasmonenanregung.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse zweier Experimente präsentiert, bei der mittels Röntgenthomsonstreuung die Plasmaparameter exotischer Materiezustände bestimmt werden. Bei dem ersten Experiment wird nichtkollektive Streuung lasererzeugter Röntgenstrahlung als Diagnostik für schockkomprimiertes Lithium verwendet [Kugland *et al.*, 2009], um die Gültigkeit verschiedener Zustandsgleichungen bei hohen Dichten zu überprüfen. Hierzu wird auf beiden Seiten einer Lithiumfolie durch einen Hochenergielaser ein Schock gezündet und durch die Folie getrieben. Bei der Überlagerung der Schockwellen wird so ein Zustand bis zu dreifacher Festkörperdichte erreicht. Das Streusignal wird zu verschiedenen Zeitpunkten der Schockwellenpropagation aufgenommen und mit theoretischen Modellen verglichen. Dies stellt eine Erweiterung der vorherigen Untersuchungen an lasergeheiztem Lithium dar [Garcia-Saiz *et al.*, 2008], da so der zeitliche Verlauf der Schockwelle untersucht werden kann.

Das zweite Experiment behandelt Röntgenthomsonstreuung an protonenstrahlgeheiztem Kohlenstoff mit dem Ziel, die Gültigkeit verschiedener theoretischer Zustandsmodelle im Bereich des Schmelzpunktes zu überprüfen. Die dafür eingesetzten Protonenstrahlen werden von Hochintensitätslasern erzeugt, eine Methode die in den letzten Jahren ausführlich untersucht und weiterentwickelt wurde [Snively *et al.*, 2000, Fuchs *et al.*, 2006, Schollmeier, 2008]. Der Einsatz von Protonenstrahlen ermöglicht es, das vollständige Volumen der Probe simultan zu heizen wodurch sich dieses Verfahren gegenüber der Oberflächenheizung bei direkter Laserbestrahlung abhebt. Im Vergleich zu den Strahlen herkömmlicher Beschleunigeranlagen besitzen lasererzeugte Protonenstrahlen kurze Pulsdauern im Bereich von 10 ~ 100 ps. Die Strahlungsquelle für die Röntgenthomsonstreuung wird ebenfalls mit einem kurzen Hochintensitätslaserpuls getrieben, so dass die zeitliche Genauigkeit dieser Diagnostik in der gleichen Größenordnung wie die der Heizung liegt. Bei diesem Konzept sind der Heizprozess und die Messung abgeschlossen, bevor eine nennenswerte Expansion der Probe einsetzt und es kann ein Zustand mit hoher Temperatur bei Festkörperdichte erreicht werden. Dies ist ein durch konventionelle Heizung nur schwer zugänglicher Bereich, denn bei Umgebungsdruck schmilzt Kohlenstoff nicht, sondern sublimiert direkt in die Gasphase. Für astrophysikalische Fragestellungen ist dieser Übergang von großem Interesse, da nach aktuellen Erkenntnissen Kohlenstoff in flüssigem Zustand in weißen Zwergen und im Inneren großer Planeten vorliegen könnte [Stanley u. Bloxham, 2004, Dufour *et al.*, 2007].

---

## 1.1 Strukturelle Gliederung dieser Arbeit

---

Die vorliegende Arbeit ist in sechs Abschnitte unterteilt. Im Anschluss an diese Einleitung werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Plasmen vorgestellt und die physikalischen Prozesse der Röntgenthomsonstreuung erläutert. Nach einer Herleitung der Streuung an einzelnen Teilchen werden die verschiedenen Effekte diskutiert, die bei der Streuung an Vielteilchensystemen eine Rolle spielen. Es werden Näherungsmodelle dargestellt, um die Struktur in Plasmen zu beschreiben. Anschließend wird kurz die Plasmaerzeugung durch Laser erklärt sowie ein Überblick über die Laserprotonenbeschleunigung geliefert. Zum Abschluss des Theoriekapitels wird auf Heizen von Proben durch Protonenstrahlen eingegangen. In Kapitel 3 werden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Detektoren erklärt. Hierbei wird zunächst die Methode zur Detektion der Röntgenstrahlung beschrieben und danach die in dieser Arbeit eingesetzten Protonenstrahldetektoren dargestellt. In Kapitel 4 wird ausführlich das Experiment zur Röntgenthomsonstreuung an schockkomprimiertem Lithium vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Nach einer detaillierten Beschreibung des experimentellen Aufbaus werden die Modelle präsentiert, mittels derer die Simulationsrechnungen durchgeführt wurden. Das Kapitel endet mit einer Präsentation der gewonnenen Daten und einer Diskussion der Ergebnisse auf Basis der in Kapitel 2 dargestellten Theorie. Kapitel 5 behandelt das Experiment zur Röntgenthomsonstreuung an protonenstrahlgeheiztem Kohlenstoff. Hier wird nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus die Methode zur Charakterisierung des Protonenstrahls und des daraus resultierenden Heizprofils erklärt. Anschließend werden die Ergebnisse des Experiments dargestellt und diskutiert. Zum Abschluss der Arbeit wird in Kapitel 6 ein Ausblick auf die nächsten Schritte gezeigt, durch die die hier präsentierten wissenschaftlichen Ergebnisse fortgesetzt werden könnten.





---

## 2 Theoretische Grundlagen

---

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen präsentiert, die bei den vorgestellten Experimenten eine wesentliche Rolle spielen. Zunächst werden einige grundlegende Eigenschaften von Plasmen diskutiert und verschiedene Charakterisierungsparameter vorgestellt. Im Anschluss wird eine eingehende theoretische Betrachtung der Röntgenthompsonstreuung durchgeführt, dann werden einige Strukturmodelle dargestellt und zum Schluss wird auf Methoden zur Plasmaerzeugung eingegangen.

---

### 2.1 Physikalische Eigenschaften dichter Plasmen

---

Ein Plasma ist ein Materiezustand, bei dem ein hoher Anteil der Teilchen ionisiert ist, also sowohl geladene Ionen als auch Elektronen vorliegen. Die Wechselwirkung zwischen diesen Teilchen wird deshalb vor allem durch elektromagnetische Kräfte bestimmt. Das Plasma ist bei einem hinreichend großen Volumen elektrisch neutral, da sich negative und positive Ladungen gegenseitig abschirmen, die Ladungsverteilung kann aber lokal starken Schwankungen unterliegen.

---

#### Debye-Länge

---

Befindet sich ein System im *lokalen thermischen Gleichgewicht*, sind die Raten aller Prozesse, die keine Strahlung beinhalten, ausgeglichen. In einem Plasma ist dies dann der Fall, wenn die Dichte so hoch ist, dass die Wechselwirkungen der Teilchen durch Stöße dominiert werden. Dann folgen die Teilchen einer *Maxwell-Boltzmann-Verteilung* und für Elektronen kann nach [Ichimaru, 1973] die Ladungsdichte in Abhängigkeit der Elektronendichte  $n_e$ , der Elementarladung  $e$  und dem skalaren Potential  $\varphi(\mathbf{r})$  geschrieben werden als

$$\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = n_e e \left[ \exp \left( \frac{e\varphi(\mathbf{r})}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (2.1)$$

mit der Boltzmann-Konstanten  $k_B$  und der Temperatur  $T$ . Wenn die potentielle Energie  $e\varphi(\mathbf{r})$  deutlich kleiner ist als die kinetische Energie  $k_B T$  kann Gleichung 2.1 linear genähert werden und es ergibt sich

$$\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = \frac{n_e e^2 \varphi(\mathbf{r})}{k_B T}. \quad (2.2)$$

Zusammen mit der Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) = \frac{\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

folgt die Differentialgleichung

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k_B T} \varphi(\mathbf{r}) = \lambda_{De}^{-2} \varphi(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

Da das skalare Potential für  $r = \infty$  verschwinden muss, kann die Lösungen dieser Gleichung in der Form

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{A_0}{r} \exp(-r/\lambda_{De}) \quad (2.5)$$

geschrieben werden. Wird das Coulombfeld einer Testladung der Größe  $q_0$  betrachtet, so wird der bis hierher freie Parameter  $A_0$  zu  $q_0$ . Gleichung 2.5 beschreibt physikalisch die Abschirmung, die sich durch die statistisch verteilten Elektronen im Plasma ergibt. Ist  $r \ll \lambda_{De}$ , so ist sie das elektrische Potential der Testladung, nimmt aber exponentiell mit der Entfernung ab und ist im Abstand  $r \sim \lambda_{De}$  auf eine Stärke von  $1/e$  abgefallen. Der Parameter

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.6)$$

charakterisiert darum die Abschirmung durch die Elektronen im Plasma. Sind neben Elektronen auch Ionen effektiv an der Abschirmung beteiligt, kann man die Rechnung erweitern und erhält

$$\lambda_D = \left[ \frac{e^2}{\epsilon_0} \left( \frac{n_e}{k_B T_e} + \sum_Z \frac{Z^2 n_{i,Z}}{k_B T_i} \right) \right]^{-1/2}. \quad (2.7)$$

Häufig wird statt der Debye-Länge die inverse Debye-Länge  $k_{D(e,i)} = 1/\lambda_{D(e,i)}$  verwendet, wobei die Indizes  $(e, i)$  die Beiträge der Elektronen bzw. Ionen bezeichnen.

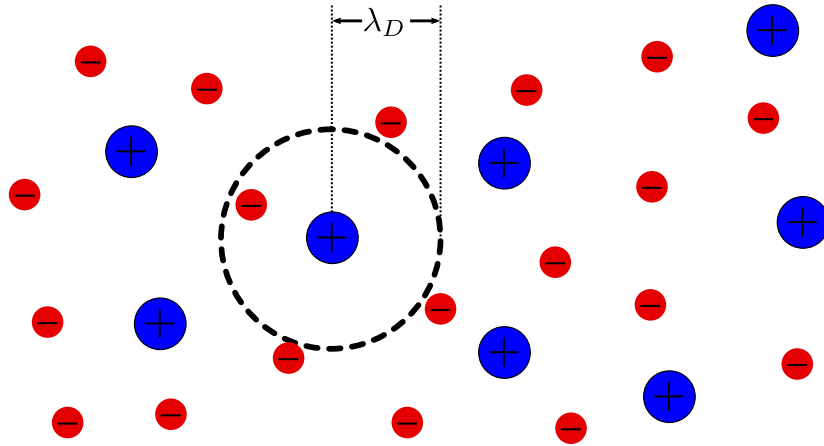
---

### Kopplungsparameter

---

Ein weiterer wichtiger Parameter für die Charakterisierung von Plasmen ist der *Kopplungsparameter*  $\Gamma_{\alpha\beta}$  [Ichimaru, 1982]. Dieser ist definiert als das Verhältnis des Coulomb-Potentials zwischen zwei Teilchen im mittleren Abstand  $\bar{r}_{\alpha\beta}$  und der thermischen Energie  $k_B T$ :

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{4\pi\epsilon_0 \bar{r}_{\alpha\beta} k_B T_{\alpha\beta}} \quad (2.8)$$



**Abbildung 2.1:** In einem Plasma liegen negativ geladene Elektronen und positiv geladene Ionen vor. Das Verhalten der Einzelteilchen wird deshalb vor allem durch die Coulombwechselwirkung bestimmt. In größerer Entfernung schirmen sich die Ladungen gegenseitig ab, so dass wieder Ladungsneutralität vorliegt. Die Entfernung, bei der das Coulombpotential einer Ladung durch die sie umgebenden Elektronen auf  $1/e$  abgefallen ist, nennt man die Debye-Länge  $\lambda_D$ .

Hier bezeichnen  $\alpha$  und  $\beta$  die Teilchensorte, zum Beispiel e für Elektronen und i für Ionen. Ist  $\Gamma_{\alpha\beta} < 1$  spricht man von schwach gekoppelten Plasmen, bei denen die Coulombwechselwirkung zwischen den Teilchen eine untergeordnete Rolle spielt gegenüber der thermischen Bewegung, und bei  $\Gamma_{\alpha\beta} \ll 1$  verhält sich das Plasma annähernd wie ein ideales Gas. Demgegenüber spricht man von stark gekoppelten Plasmen, wenn die Temperatur zwar hoch genug ist, dass der größte Teil der Atome ionisiert ist, aber so niedrig, dass bei der gegebenen Dichte die Coulombwechselwirkung zwischen den Teilchen das Verhalten dominiert. Dieser Bereich zwischen den heißen aber dünnen Plasmen und kalten aber dichten Festkörpern ist darum ein Übergangsbereich, in dem einige grundlegende Charakteristika anders sind als in den Extremfällen.

Der mittlere Abstand  $\bar{r}_{\alpha\beta}$  in einem Plasma kann über die Dichte der freien Elektronen ausgedrückt werden:

$$\bar{r}_{\alpha\beta} = \left( \frac{3(Z_\alpha Z_\beta)^{1/2}}{4\pi n_e} \right)^{1/3} \quad (2.9)$$

und ist für Elektronen auch bekannt als der *Wigner-Seitz-Radius*.  $T_{\alpha\beta}$  ist die effektive Wechselwirkungstemperatur und definiert als

$$T_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha T_\beta + m_\beta T_\alpha}{m_\alpha + m_\beta} \quad (2.10)$$

Ist  $\alpha = \beta$ , reduziert sich die Wechselwirkungstemperatur auf die Teilchentemperatur, bei  $\alpha \neq \beta$  gilt wegen des großen Massenunterschieds zwischen Elektronen und Ionen  $T_{ei} = T_{ie} \approx T_{ee}$ . Zur Berechnung von  $\Gamma_{ee}$  ergibt sich aus Gleichung 2.8 für die Kopplung der Elektronen:

$$\Gamma_{ee} \approx 2.318 \cdot \left( \frac{n_e}{10^{21} \text{cm}^{-3}} \right)^{1/3} \cdot \left( \frac{k_B T_e}{1 \text{eV}} \right)^{-1} \quad (2.11)$$

Da der Kopplungsparameter für Ionen  $\Gamma_{ii}$  nach Gleichung 2.8 quadratisch mit der Ionisation steigt, ist es möglich, dass die Ionen in einem Plasma stark gekoppelt sind, während die Elektronen schwach gekoppelt sind oder sich sogar noch wie ein ideales Plasma verhalten.

---

### Entartungsparameter

---

Nimmt die Dichte weiter zu, gewinnen Quanteneffekte an Bedeutung [Liboff, 1984]. Da die Elektronen als Fermionen dem Pauliprinzip unterliegen, können sie in einem System keine quantenmechanischen Zustände einnehmen, die bereits von anderen Elektronen besetzt sind. Stattdessen füllen sie die zu Verfügung stehenden Energieniveaus der Reihe nach auf, wobei die Zustandsdichte der Fermi-Dirac Statistik genügt:

$$\langle n(E) \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.12)$$

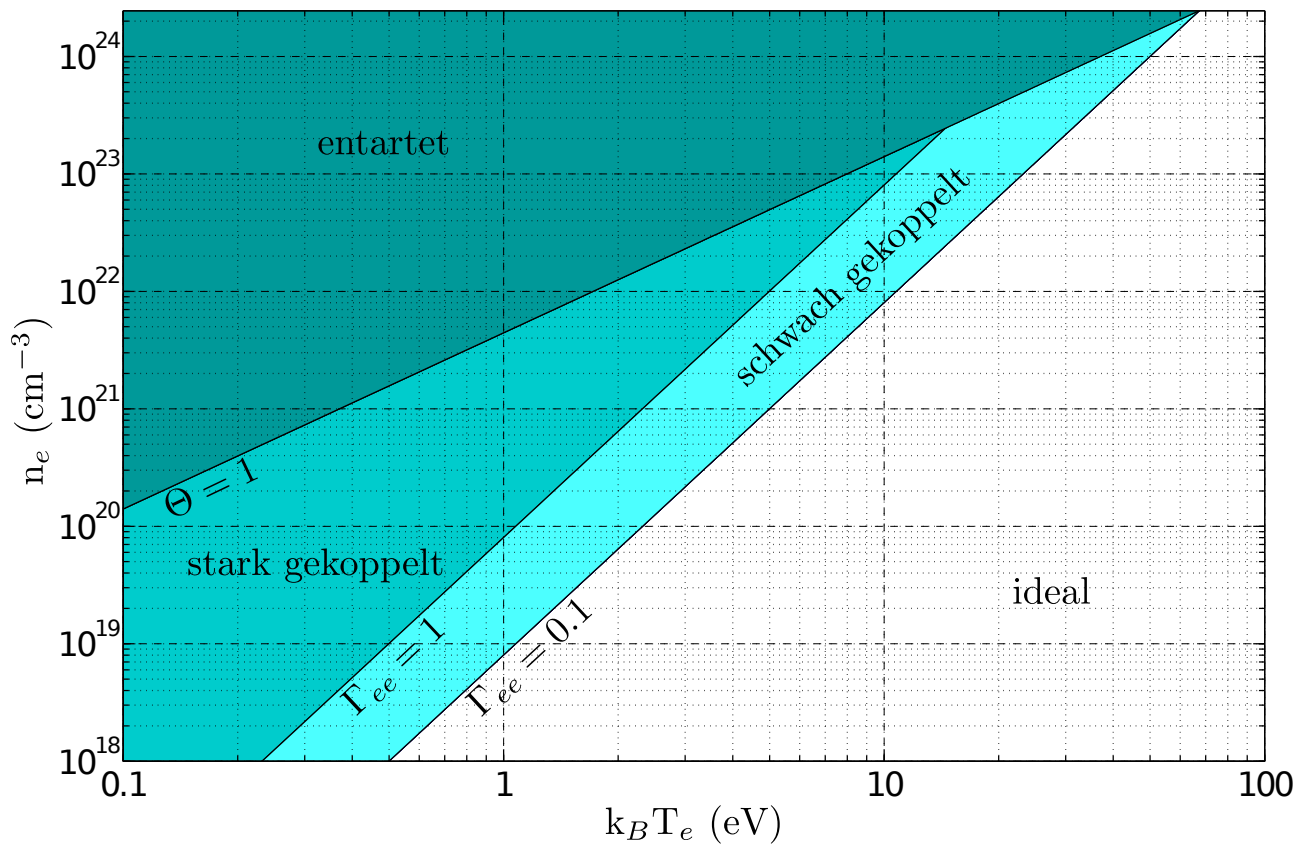
Die Fermienergie  $E_F$  bezeichnet die Energie desjenigen Zustands, der bei jeder beliebigen Temperatur mit genau 50-prozentiger Wahrscheinlichkeit besetzt ist. Sie lässt sich für den im Plasma im Allgemeinen vorliegenden Fall der Isotropie berechnen zu

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}. \quad (2.13)$$

Das Verhältnis aus thermischer Energie und Fermienergie wird als der *Entartungsparameter* bezeichnet.

$$\Theta = \frac{k_B T_e}{E_F} \quad (2.14)$$

Ist  $\Theta < 1$ , ist also die Fermienergie größer als die thermische Energie im Plasma, spricht man von einem *entarteten Plasma*. In diesem Fall spielen Quanteneffekte eine wesentliche Rolle. Abbildung 2.2 zeigt die verschiedenen Parameterbereiche, begrenzt durch die Geraden  $\Gamma_{ee} = 1$  und  $\Theta = 1$  sowie  $\Gamma_{ee} = 0.1$  als Unterscheidung zwischen schwach gekoppelten und idealen Plasmen.

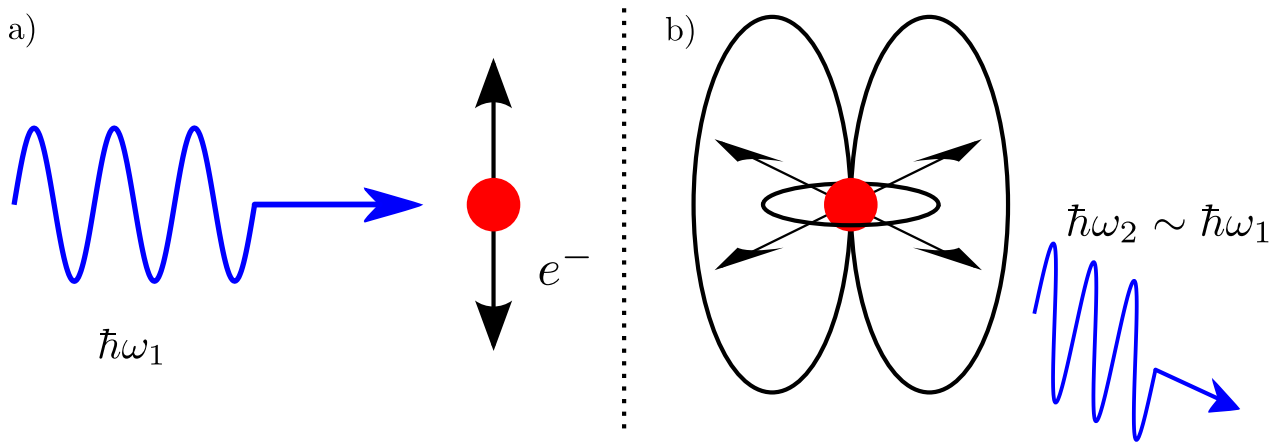


**Abbildung 2.2:** Entartetes, stark gekoppeltes, schwach gekoppeltes und ideales Plasmaregime. Die begrenzenden Linien bei  $\Theta = 1$ ,  $\Gamma_{ee} = 1$  und  $\Gamma_{ee} = 0.1$  dienen zur Unterscheidung zwischen entarteten, stark gekoppelten, schwach gekoppelten und idealen Plasmen.

## 2.2 Röntgenthomsonstreuung

Unter Thomsonstreuung versteht man allgemein die annähernd elastische Streuung von elektromagnetischer Strahlung an geladenen Teilchen, normalerweise Elektronen. Diese werden in dem elektrischen Feld der Welle zu einer Schwingung angeregt und strahlen ihrerseits die Energie als Dipolstrahlung in Form einer elektromagnetischen Welle gleicher Frequenz wie die eintreffende Welle wieder ab. Dieser Prozess ist damit der Spezialfall der Comptonstreuung für Photonenenergien, die sehr klein sind gegenüber der Ruheenergie der Streupartner, so dass kein Energieübertrag vom Photon auf das Elektron stattfindet.

Als Plasmadiagnostik kann dieser Prozess eingesetzt werden, indem ein intensiver, kurzer und monochromatischer Puls an einem Plasmaensemble gestreut wird. Die gestreute Strahlung erlaubt dann Rückschlüsse auf Plasmaeigenschaften wie Temperatur, Dichte und Ionisierungsgrad, eine Methode,



**Abbildung 2.3:** Streuung an einem Elektron. Das einfallende Photon regt ein Elektron zu einer Dipolschwingung an (a), das daraufhin ein Photon dopplerverschoben reemittiert (b).

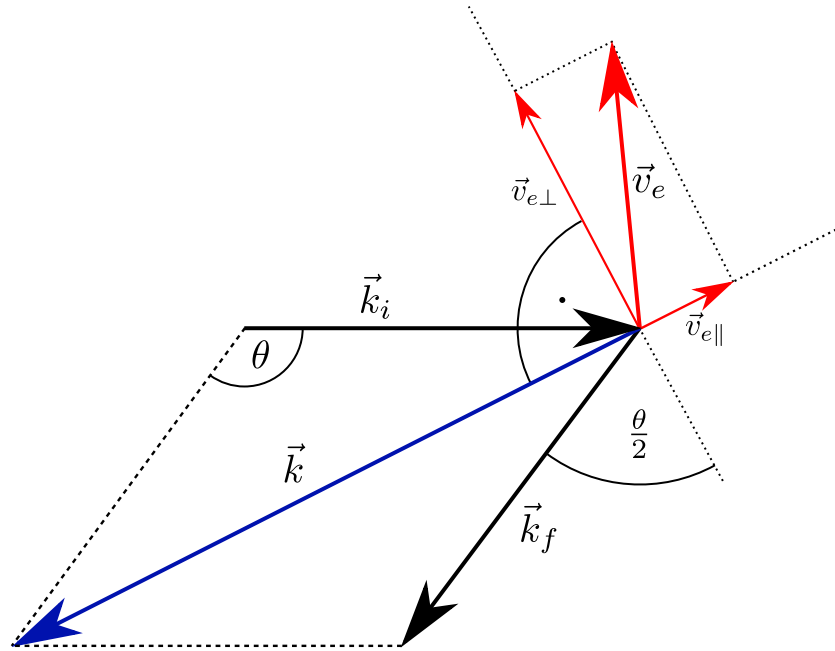
die in den folgenden Kapiteln erläutert wird. Da der Streuprozess einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt besitzt, wird eine sehr große Anzahl von Photonen benötigt, die außerdem in sehr kurzer Zeit auf die Probe treffen müssen, da sich die Parameter in einem lasererzeugten Plasma meist auf Zeitskalen im Nanosekundenbereich ändern. Die benötigten Photonenzahlen lassen sich mit modernen Lasersystemen im optischen Bereich problemlos erzeugen. Die so erreichbaren Parameterbereiche sind aber auf Plasmen geringer Dichte begrenzt, da dichte Plasmen im optischen Bereich nicht transparent sind. Darum hat sich in den letzten Jahren die Röntgenthompsonstreuung immer mehr etabliert, denn mit Röntgenstrahlung kann ein sehr viel dichter Bereich untersucht werden als mit optischer Strahlung. Als Röntgenquelle kommt beispielsweise ein *Freie-Elektronen-Laser (FEL)* oder, wie in der vorliegenden Arbeit, eine lasergetriebene Röntgenlinienemission in Betracht.

Im Folgenden wird die Theorie der Streuung elektromagnetischer Strahlung an Elektronen und der Einsatz als Plasmadiagnostik vorgestellt.

### 2.2.1 Streuung an einem Elektron

Wird ein Elektron von einer ebenen elektromagnetischen Welle getroffen, so wird es durch die Lorentzkraft beschleunigt und emittiert dabei Dipolstrahlung (siehe Abbildung 2.3). Das elektrische Feld der Welle am Ort des Elektrons  $\mathbf{r}$  kann beschrieben werden durch

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{(\mathbf{k}_i \mathbf{r} - i\omega_i t)}. \quad (2.15)$$



**Abbildung 2.4:** Streudiagramm mit Wellenvektor der einfallenden ( $\vec{k}_i$ ) und der gestreuten ( $\vec{k}_f$ ) Welle, Streuvektor  $\vec{k}$ , Streuwinkel  $\theta$  und der Geschwindigkeit des Elektrons  $\vec{v}_e$

Hier ist  $E_0$  die Amplitude,  $\mathbf{k}_i$  der Wellenvektor und  $\omega_i$  die Kreisfrequenz der einfallenden Welle. Im nichtrelativistischen Grenzfall kann der Einfluss des Magnetfeldes ignoriert werden, und auf das Elektron wirkt die Kraft

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E}(t) = m_e \ddot{\mathbf{r}} \quad (2.16)$$

mit  $m_e$  der Masse und  $r$  der Auslenkung des Elektrons. Die mittlere abgestrahlte Leistung pro Raumwinkel eines beschleunigten geladenen Teilchens ist

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \langle \ddot{\mathbf{r}}^2 \rangle}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \vartheta. \quad (2.17)$$

$\vartheta$  ist der Winkel zwischen dem Polarisationsvektor der einfallenden Welle und dem Wellenvektor der gestreuten Welle. Aus den Gleichungen 2.15 und 2.16 folgt für  $\langle \ddot{\mathbf{r}}^2 \rangle$

$$\langle \ddot{\mathbf{r}}^2 \rangle = \frac{e^2}{m_e^2} \langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e^2} \quad (2.18)$$

und mit Gleichung 2.17

$$\frac{dP}{d\Omega} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \frac{\epsilon_0 c E_0^2}{2} \sin^2 \vartheta. \quad (2.19)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist das Verhältnis der abgestrahlten Leistung zum mittleren Fluss der einfallenden Welle  $\langle S \rangle = \epsilon_0 c E_0^2 / 2$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} \frac{1}{\langle S \rangle} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \sin^2 \vartheta = r_0^2 \sin^2 \vartheta. \quad (2.20)$$

Dabei ist  $r_0 = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) \approx 2.818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  bekannt als der klassische Elektronenradius. Integration über den Raumwinkel  $d\Omega$  ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt für ein einzelnes Elektron

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \approx 6.65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2 = 0.665 \text{ barn}. \quad (2.21)$$

$\sigma_{Th}$  ist bekannt als der *Thomson-Wirkungsquerschnitt*.

Ist das Elektron, an dem gestreut wird nicht in Ruhe, sondern bewegt sich mit  $\mathbf{v}_e$  gegenüber dem Laborsystem, so führt dies zu einer Dopplerverschiebung, sowohl bei Absorption als auch bei Emission des Photons. Im nichtrelativistischen Fall ist die Frequenz der einfallenden Strahlung in dem Inertialsystem des Elektrons

$$\omega' = \omega_i - \mathbf{v}_e \mathbf{k}_i. \quad (2.22)$$

Das Elektron emittiert dann Strahlung der Frequenz  $\omega'$  wieder in seinem Inertialsystem, welche von dem im Laborsystem ruhenden Detektor empfangen wird

$$\omega_f = \omega' + \mathbf{v}_e \mathbf{k}_f. \quad (2.23)$$

Insgesamt ergibt sich aus diesen beiden Prozessen die Gesamtverschiebung

$$\Delta\omega = \omega_f - \omega_i = \mathbf{v}_e (\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i). \quad (2.24)$$

Den Differenzvektor zwischen gestreutem Photon und einfallenden Photon  $\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i$  bezeichnet man als Streuvektor  $\mathbf{k}$

$$\mathbf{k} := \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i \quad (2.25)$$

Ist die Energie des Photons vernachlässigbar klein gegenüber der Ruheenergie des Elektrons  $\hbar\omega \ll m_e c^2$ , so findet kein Energieübertrag auf das Elektron statt, und das gestreute Photon hat annähernd die gleiche Energie wie das einfallende Photon. Dann gilt  $|\mathbf{k}_f| \approx |\mathbf{k}_i|$  und der Impulsübertrag hängt nur von der Energie des einfallenden Photons  $E_i$  und vom Streuwinkel ab:

$$k = |\mathbf{k}| \approx 2|\mathbf{k}_i| \sin(\theta/2) = 2 \frac{\omega_0}{c} \sin(\theta/2) = \frac{2E_i}{\hbar c} \sin(\theta/2). \quad (2.26)$$

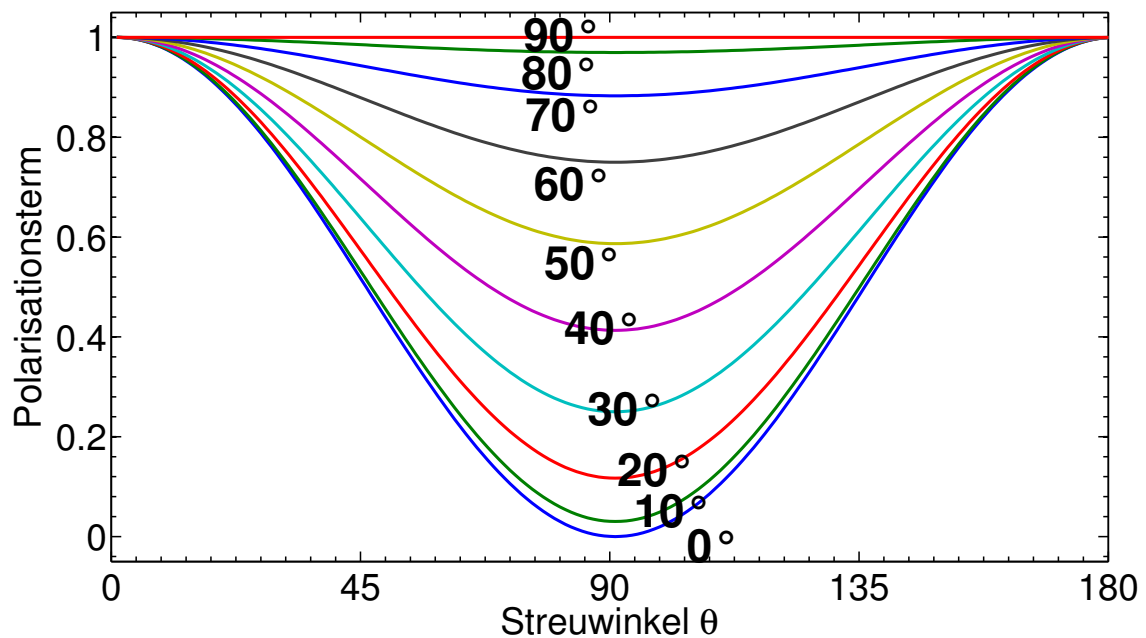
Der Betrag des Streuvektors  $k$  wird auch als *Streuwellenzahl* bezeichnet und genügt oft, um einen Streuprozess zu charakterisieren.



Gleichung 2.20 beschreibt die Streuung linear polarisierten Lichtes an einem Elektron. Der Term  $\sin^2 \vartheta$  ist als Polarisationsterm bekannt und hängt sowohl von der Polarisationsrichtung als auch vom Streuwinkel ab. Durch geometrische Überlegungen kann man diesen Term deshalb in Abhängigkeit dieser Richtungen schreiben:

$$\sin^2 \vartheta = 1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta. \quad (2.27)$$

Hier ist  $\theta$  der Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Licht und  $\varphi$  beschreibt den Winkel zwischen Polarisationsvektor und der Ebene, die von  $\mathbf{k}_i$  und  $\mathbf{k}_f$  aufgespannt wird. Der Verlauf des Polarisationsterms in Abhängigkeit von  $\varphi$  und  $\theta$  ist in Abbildung 2.5 dargestellt.



**Abbildung 2.5:** Polarisationsterm für linear polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  und für verschiedene Polarisationsrichtungen. Die Polarisationsrichtung bezeichnet den Winkel zwischen dem E-Feld der einfallenden Strahlung und der Ebene, die von einfallendem und gestreutem Licht aufgespannt wird.

Um die Streuung unpolarisierten Lichtes zu beschreiben, kann man über sämtliche Polarisationsrichtungen mitteln und erhält

$$\overline{\sin^2 \vartheta} = 1 - \overline{\cos^2 \varphi} \sin^2 \theta = 1 - \frac{\sin^2 \theta}{2} = \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (2.28)$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung 2.20 anstelle von  $\sin^2 \vartheta$  ein, erhält man den Wirkungsquerschnitt für unpolarisiertes Licht:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{unpol} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (2.29)$$

Der Wirkungsquerschnitt hängt für diesen Fall vom Streuwinkel ab. Wird die Streuung sichtbarer Photonen betrachtet, ist die Annahme  $\hbar\omega \ll m_e c^2$  eindeutig erfüllt. Handelt es sich aber um die Streuung von Röntgenstrahlung, kann der Energieübertrag auf das Elektron nicht mehr ohne weiteres vernachlässigt werden, der Prozess wird in dem Fall durch die Comptonstreuung beschrieben. Der Energieübertrag auf das Photon folgt aus Energie- und Impulserhaltung:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}|^2}{2m_e}. \quad (2.30)$$

Für das Verhältnis der Energie des gestreuten Photons  $E_s$  zu der des einfallenden  $E_0$  gilt

$$\frac{E_s}{E_0} = P(E, \theta) = \frac{1}{1 + \delta(1 - \cos \theta)} \quad (2.31)$$

mit  $\delta = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}$  dem Verhältnis zwischen Photonenergie und Ruheenergie des Elektrons. Hieraus kann der Wirkungsquerschnitt über die Klein-Nishina-Formel berechnet werden:

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left( P(E, \theta) - P(E, \theta)^2 \sin^2 \theta + P(E, \theta)^3 \right) \quad (2.32)$$

Nach Integration kann man den Wirkungsquerschnitt nach  $\delta$  entwickeln und erhält als Näherung für  $\delta \ll 1$

$$\sigma_{KN} = \sigma_{TH} \left( 1 - 2\delta + O(\delta^2) \right). \quad (2.33)$$

Für den Fall  $\delta \gg 1$  erhält man

$$\sigma_{KN} = \sigma_{TH} \cdot \delta^{-1} \left[ \frac{1}{2} + \ln(2\delta) + O(\delta^{-1}) \right] \quad (2.34)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete  $He_\alpha$  Linienstrahlung von Titan liegt bei  $\hbar\omega \approx 5$  keV, woraus sich für Streuung an Elektronen im nichtrelativistischen Fall  $\delta \approx 10^{-2}$  ergibt.

## 2.2.2 Röntgenstreuung in Plasmen

Bei Streuung an einem Plasma sind in der Regel eine große Zahl einzelner Elektronen beteiligt, deren Streubeiträge sich inkohärent addieren. Die von einem Volumen der Länge  $L$  durchschnittlich in einen Raumwinkel  $d\Omega$  und Frequenzbereich  $\omega + d\omega$  gestreute Leistung kann nach [Sheffield, 1975] als Überlagerung der Einzelbeiträge (siehe Gleichung 2.20) geschrieben werden:

$$P_s(\mathbf{k}, \omega) d\Omega d\omega = n_e \cdot L \frac{P_0 r_0^2}{2\pi} d\Omega d\omega |\hat{\mathbf{k}}_s \times (\hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{E}}_0)|^2 \cdot S(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.35)$$

mit der Elektronendichte  $n_e$ . Es gilt  $n_e \cdot L = N_e/A$  mit  $N_e$  der Anzahl der Elektronen und  $A$  der Querschnittsfläche des eintreffenden Strahls.  $\hat{\mathbf{k}}_s$  und  $\hat{\mathbf{E}}_0$  bezeichnen die Einheitsvektoren in Richtung von  $\mathbf{k}_s$  und  $\mathbf{E}_0$ . Der Polarisations-term reduziert sich für den Fall unpolarisierten Lichtes nach Gleichung 2.28 zu  $|\hat{\mathbf{k}}_s \times (\hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{E}}_0)|^2 = (1 + \cos^2 \theta)/2$ . Der *dynamische Strukturfaktor*  $S(\mathbf{k}, \omega)$  beinhaltet die vollständige Information über die Struktur des Systems und ist definiert als

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi N_e} \int e^{i\omega t} \langle \rho_e(\mathbf{k}, t) \rho_e(-\mathbf{k}, 0) \rangle dt \quad (2.36)$$

mit  $\rho_e(\mathbf{k}, t)$  der Fouriertransformierten der Dichteverteilung aller Elektronen:

$$\rho_e(\mathbf{k}, t) = \sum_{j=1}^{N_e} \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j(t)]. \quad (2.37)$$

Hier bezeichnet  $\mathbf{r}_j(t)$  die Position des  $j$ -ten Elektrons zum Zeitpunkt  $t$  und  $N_e$  die Anzahl der vorhandenen Elektronen. Der totale dynamische Strukturfaktor stellt damit die zeitliche und räumliche Fouriertransformierte der zeitabhängigen Elektronendichtekorrelationsfunktion dar. Ist das System isotrop, hängt er nur vom Betrag des Streuvektors  $\mathbf{k}$  ab und nicht von seiner Richtung, kann also reduziert werden auf  $S(k, \omega)$ . Mit diesem Term wird die Streuung an sämtlichen Elektronen beschrieben, sowohl freier als auch gebundener. Man spaltet ihn deshalb in eine Summe auf, um dem unterschiedlichen Verhalten dieser Prozesse Rechnung zu tragen kann.

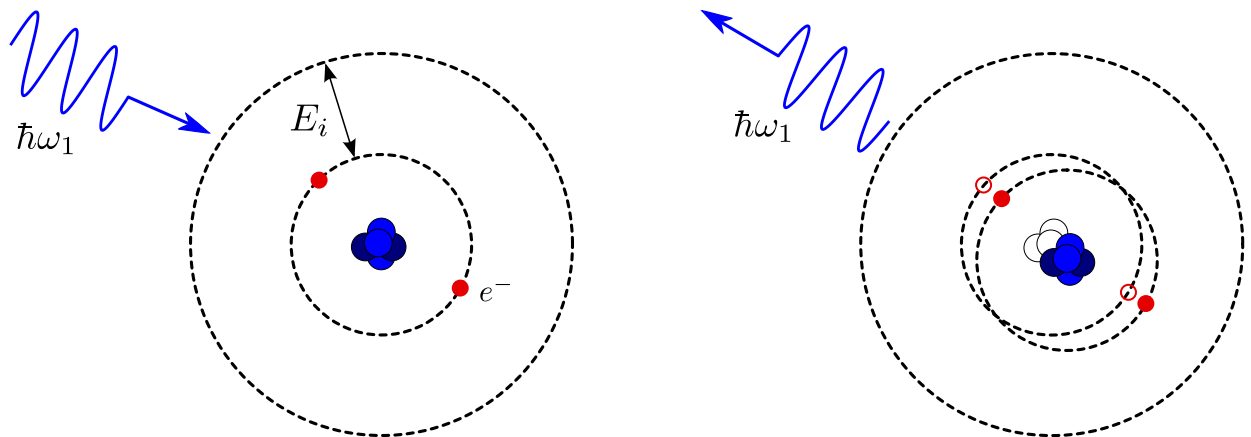
$$S(k, \omega) = \underbrace{|f_I(k) + q(k)|^2 S_{ii}(k, \omega)}_{\text{Ionenstrukturterm}} + \underbrace{Z_f S_{ee}^0(k, \omega)}_{\text{Elektronenstrukturterm}} + \underbrace{Z_c \int \tilde{S}_{ce}(k, \omega - \omega') S_s(k, \omega') d\omega'}_{\text{inelastischer Term}} \quad (2.38)$$

Der erste Summand beschreibt Streuung an gebundenen Elektronen. Dabei ist  $S_{ii}(k, \omega)$  die Ionen-Ionen-Dichtekorrelationsfunktion,  $f_I(k)$  der Ionenformfaktor und  $q(k)$  beschreibt die abschirmende

---

Wolke freier und Valenzelektronen, deren Bewegung mit den Ionen korreliert ist. Der zweite Term beschreibt den Streubeitrag an freien Elektronen mit der Elektron-Elektron-Dichtekorrelationsfunktion  $S_{ee}^0(k, \omega)$  und der Anzahl freier Elektronen pro Ion  $Z_f$ . Der letzte Term beschreibt inelastische Streuung an gebundenen Elektronen, die durch das einfallende Photon vom Ion gelöst werden. Hier ist  $Z_c$  die Anzahl gebundener Elektronen pro Kern,  $\tilde{S}_{ce}(k, \omega)$  der Strukturfaktor der gebundenen Elektronen innerhalb des Kerns, der durch die Bewegung der Ionen, repräsentiert durch  $S_s(k, \omega)$ , moduliert wird.

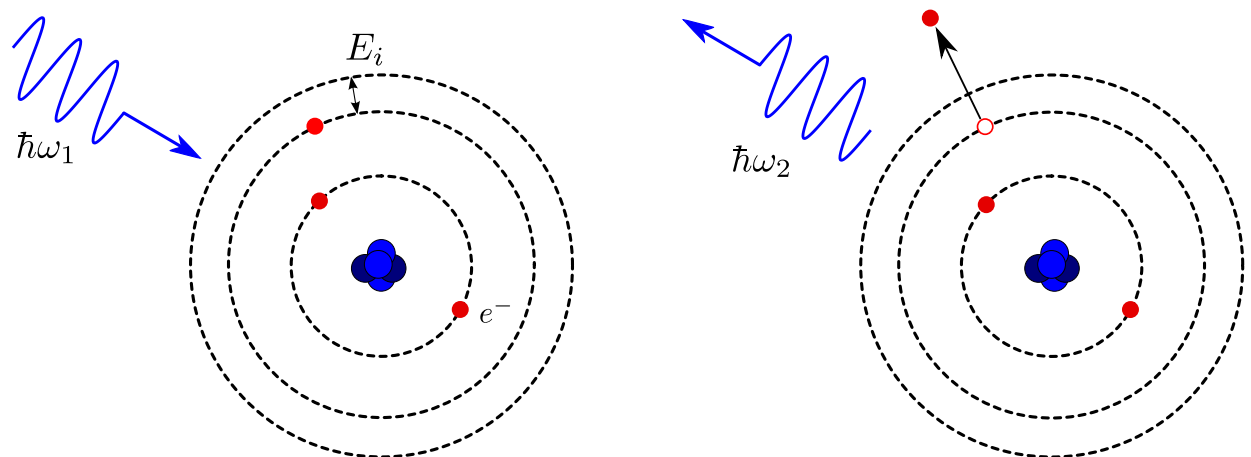
Eine genaue Berechnung der einzelnen Summanden in Gleichung 2.38 ist sehr komplex, da die Strukturterme sämtliche Informationen über das System beinhalten. Es ist aber in den meisten Fällen nicht nötig, eine exakte Beschreibung der Struktur zu kennen, um Aussagen über das System machen zu können. Im Folgenden werden einige Möglichkeiten hierzu diskutiert.



**Abbildung 2.6:** Elastische Streuung an einem gebundenen Elektron. Das einfallende Photon kann das Elektron nicht auf ein anderes Energieniveau heben und wird elastisch, also ohne Energieverlust reemittiert.



**Abbildung 2.7:** Inelastische Streuung an freien Elektronen. Das Photon regt ein freies Elektron zur Schwingung an, das daraufhin ein weiteres Photon emittiert. Die Energie des gestreuten Photons ist durch die Eigenbewegung des Elektrons dopplerverschoben.



**Abbildung 2.8:** Inelastische Streuung an einem gebundenen Elektron. In dem Atom ist ein Elektron nur schwach gebunden, so dass das einfallende Photon genug Energie auf das Elektron übertragen kann, um das Atom zu ionisieren. Das gestreute Photon hat dann eine reduzierte Energie.

---

### 2.2.3 Streuparameter

---

Eine wesentliche Charakterisierung des Streuprozesses ist mithilfe des *Streuparameters* möglich. Dieser ist definiert als

$$\alpha := \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_s}{2\pi\lambda_D} = \frac{k_D}{k}, \quad (2.39)$$

beschreibt also das Verhältnis zwischen Streuwellenlänge und der Debye-Länge  $\lambda_D$  (Gleichung 2.7). Die Streuwellenlänge  $\lambda_s$  stellt die Skalenlänge der Dichtefluktuation dar, an der gestreut werden kann und damit die Größenordnung von Strukturen, gegenüber denen der Streuprozess empfindlich ist.

Ist  $\alpha \ll 1$ , so findet die Streuung in einem Volumen statt, das einen kleineren Radius hat als die Debye-Länge. In diesem Fall können einzelne Elektronen als Streupartner auftreten und es dominiert inkohärente Einzelteilchenstreuung gegenüber kollektiven Effekten. Das gestreute Spektrum zeigt dann eine Verbreiterung gegenüber dem eingekoppelten Spektrum, die aus der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und der daraus resultierenden Dopplerverschiebung entsteht. Hieraus kann direkt die Temperatur der Elektronen berechnet werden.

Ist  $\alpha \gg 1$ , so ist die Streuung empfindlich gegenüber Korrelationen zwischen den Elektronen und es dominieren kollektive Effekte wie Phononanregungen gegenüber Einzelteilchenstreuung; die Strukturen an denen gestreut wird sind größer als die Debyelänge. In den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten laserzeugten oder ionenstrahlerzeugten dichten Plasmen sind die Ionen üblicherweise nicht entartet, da ihre De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda = h/p$  in dem Fall deutlich kürzer ist als der mittlere Teilchenabstand. Dies gilt allerdings nicht unbedingt auch für die Elektronen, die insbesondere bei relativ niedrigen Temperaturen und hohen Dichten der Fermi-Dirac-Verteilung unterliegen. Das Plasma kann dann durch einen semiklassischen Ansatz beschrieben werden, indem man ein klassisches Coulomb-Fluid mit der Temperatur

$$T_q = T_F \frac{1}{1.3251 - 0.1779\sqrt{r_s}} \quad (2.40)$$

betrachtet, mit  $T_F = E_F/k_B$  der Fermi-Temperatur,  $r_s = (3/(4\pi n_e))^{1/3}/a_B$  dem Verhältnis zwischen mittleren Teilchenabstand und dem Bohrschen Radius  $a_B = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2 \approx 5.3 \times 10^{-11}\text{m}$ . Für die Berechnung des Streuparameters kann dann anstelle der Debye-Länge die *effektive Abschirmlänge*  $\lambda_{eff,D}$  mit der effektiven Temperatur

$$T_{eff} = \sqrt{T_e^2 + T_q^2} \quad (2.41)$$

anstelle der Elektronentemperatur  $T_e$  berechnet werden. Durch diese Definition von  $T_{eff}$  wird erreicht, dass die Korrelationsenergie bei  $T_e = 0$  in einem klassischen Ensemble dieselbe ist wie in

einem quantenmechanisch entarteten System. So kann man den Streuparameter umformulieren und eine von der Entartung unabhängige Definition erhalten:

$$\alpha = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k_B T_{eff}}}. \quad (2.42)$$

## 2.2.4 Fluktuations-Dissipations-Theorem

Der dynamische Strukturfaktor (Gleichung 2.36) ist, wie in Abschnitt 2.2.2 gezeigt, eine Beschreibung der Dichtefluktuations im Plasma. Diese sind mit der dielektrischen Funktion  $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$  über die Poisson-Gleichung der Elektrostatik verknüpft

$$\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{\rho(\mathbf{k}, \omega)}{\Delta\varphi(\mathbf{k}, \omega)}. \quad (2.43)$$

Hieraus lässt sich das Fluktuations-Dissipations-Theorem ableiten:

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\epsilon_0 \hbar k^2}{\pi e^2 n_e} \frac{1}{1 - e^{\hbar\omega/k_B T_e}} \text{Im } \epsilon^{-1}(\mathbf{k}, \omega). \quad (2.44)$$

In dieser Darstellung sind sämtliche Informationen über die Dichtefluktuations im Plasma in  $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$  enthalten. Sind diese Fluktuations statistisch verteilt, was bei Streuung in einem Plasma im Allgemeinen der Fall ist, so gilt im statistischen Mittel  $\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = \epsilon^*(-\mathbf{k}, -\omega)$ . Die Stärke eines gestreuten Signals stellt eine Mittelung über viele Einzelprozesse dar und ist damit nicht mehr von der exakten Form von  $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$  abhängig und es gilt

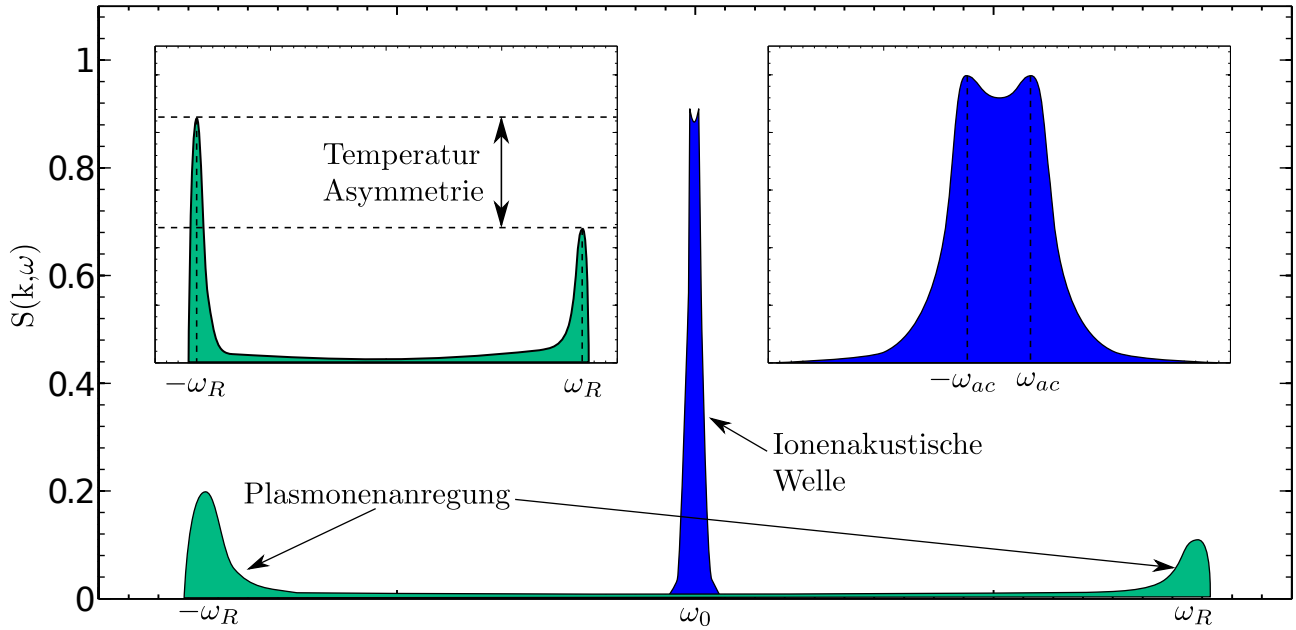
$$S((\mathbf{k}_0, \omega_0) \rightarrow (\mathbf{k}_1, \omega_1)) \propto \exp\left(-\frac{\hbar\omega_1}{k_B T_e}\right) \quad (2.45)$$

$$S((\mathbf{k}_1, \omega_1) \rightarrow (\mathbf{k}_0, \omega_0)) \propto \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_B T_e}\right). \quad (2.46)$$

Mit  $\omega = \omega_1 - \omega_0$  und  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0$  ergibt sich also eine Asymmetrie zwischen  $S(\mathbf{k}, \omega)$  und  $S(-\mathbf{k}, -\omega)$ :

$$\frac{S(-\mathbf{k}, -\omega)}{S(\mathbf{k}, \omega)} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}\right). \quad (2.47)$$

Diese Beziehung ist als *Detailed-Balance-Prinzip* bekannt und bedeutet anschaulich, dass ein Prozess und sein umgekehrter Prozess die gleiche Übergangswahrscheinlichkeit besitzen. Betrachtet man Streuung im kollektiven Regime, ist also  $\alpha \gg 1$ , so kann der Prozess 2.45 als Anregung eines *Plasmons*,



**Abbildung 2.9:** Vollständiger Strukturfaktor bei Streuung im kollektiven Regime, aufgetragen über die Frequenz. Die Asymmetrie bei der Plasmonenanregung ergibt sich aus dem *Detailed-Balance*-Prinzip. Bei Anregung einer ionenakustischen Welle ist der Energieübertrag üblicherweise zu klein, als dass die Asymmetrie aufgelöst werden kann.

also einer Schallwelle im Plasma (die gestreute Welle hat eine geringere Energie als die ursprüngliche) und 2.46 als Absorption eines Plasmons (die gestreute Welle hat eine höhere Energie als die ursprüngliche) verstanden werden und Gleichung 2.47 folgt aus der Verteilungsfunktion der Plasmonen. Für den hier betrachteten Fall der kollektiven Streuung ( $\lambda \gg \lambda_D$ ) folgt die Frequenzverschiebung für Plasmonenanregung  $\omega_R$  aus der *Gross-Bohm-Dispersionsrelation*

$$\omega_R^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3k_B T_e k^2}{m_e} \quad (2.48)$$

mit der Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e}$ , die in Kapitel 2.3.1 diskutiert wird. Aus den Gleichungen 2.47 und 2.48 lassen sich so direkt die Temperatur und Dichte des Plasmas bestimmen. Dieses Prinzip gilt gleichermaßen für die Anregung einer ionenakustischen Welle, wobei dann  $\omega$  in Gleichung 2.47 wegen der hohen Masse der Ionen so gering ist, dass die Asymmetrie in der Regel nicht aufgelöst werden kann.



---

### 2.2.5 Statischer Strukturfaktor

---

Der erste Term in Gleichung 2.38 beschreibt die Streuung an Elektronen, die mit der Bewegung der Ionen korreliert sind. Bedingt durch die hohe Masse der Ionen ist die so auf die Probe übertragene Energie sehr klein und die resultierende Energieverschiebung des gestreuten Photons kann üblicherweise nicht aufgelöst werden. Der Ionenstrukturfaktor kann also vereinfacht geschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 S_i(\mathbf{k}, \omega) &= |f_I(\mathbf{k}) + q(\mathbf{k})|^2 S_{ii}(\mathbf{k}, \omega) \\
 &= |f_I(\mathbf{k}) + q(\mathbf{k})|^2 S_{ii}(\mathbf{k}) \cdot \delta(\omega) \\
 &= S_i(\mathbf{k}) \cdot \delta(\omega)
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

und die spektrale Breite des gemessenen Streusignals hängt nur von der spektralen Breite der ursprünglichen Strahlung, gefaltet mit der Antwortfunktion des Spektrometers ab. Der statische Ionenstrukturfaktor  $S_{ii}(\mathbf{k})$  ist die Fouriertransformierte der Paarkorrelationsfunktion  $g(\mathbf{r})$ . Diese Funktion stellt die Korrelation zwischen den einzelnen Ionen dar und beschreibt anschaulich die Wahrscheinlichkeit, zwei Ionen im Abstand  $\mathbf{r}$  voneinander zu finden. Ist das beschriebene System vollkommen ungeordnet, so ist die einzige Korrelation, dass sich die Teilchen nicht überlagern dürfen, also einen Mindestabstand  $\mathbf{r}_0$  besitzen und  $g(\mathbf{r})$  ist für alle  $\mathbf{r} > \mathbf{r}_0$  gleich groß. In einem perfekt geordneten Kristall sind hingegen die Abstände der Teilchen durch die Gitterebenen fest vorgegeben und  $g(\mathbf{r})$  besitzt scharfe Maxima für diese Werte von  $\mathbf{r}$  und ist dazwischen 0.

Der statische Strukturfaktor  $S_e(\mathbf{k})$  für Elektronen kann aus dem Fluktuations-Dissipations Theorem (2.44) abgeleitet werden, indem über  $\omega$  integriert wird:

$$S_e(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} S_e(\mathbf{k}, \omega) d\omega \tag{2.50}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda_D^2 \hbar k^2}{\pi k_B T_e} \frac{1}{1 - e^{\hbar\omega/k_B T_e}} \text{Im } \epsilon^{-1}(\mathbf{k}, \omega) d\omega. \tag{2.51}$$

Ist der Energieübertrag auf das Plasma klein, kann der exponentielle Term in 2.51 linear genähert werden und es ergibt sich

$$S_e(\mathbf{k}) = -\frac{\lambda_{De}^2 k^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \text{Im } \epsilon^{-1}(\mathbf{k}, \omega). \tag{2.52}$$

Dieses Integral ist explizit lösbar [Ichimaru, 1973] und liefert

$$S_e(\mathbf{k}) = \frac{k^2}{k^2 + k_{De}^2} = \frac{1}{1 + \alpha^2} \tag{2.53}$$

mit  $k_{De} = \lambda_{De}^{-1}$  der inversen Debyelänge für Elektronen, bzw. dem Plasmaparameter  $\alpha = k_{De}/k$ . Der statische Strukturfaktor für Ionen kann analog ausgerechnet werden und ergibt

$$S_i(\mathbf{k}) = \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2)(1 + (Z + 1)\alpha^2)} \quad (2.54)$$

Gleichungen 2.53 und 2.54 sind auch als die *Debye-Hückel-Näherung* bekannt und gelten bei schwach gekoppelten Plasmen [Salpeter, 1960]. Der statische Strukturfaktor für inelastische Streuung an gebundenen Elektronen kann als Summe der elektronischen Formfaktoren  $f_j(\mathbf{k})$  für alle  $Z_c$  gebundenen Elektronen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} S_C(\mathbf{k}) &= Z_c \iint \tilde{S}_{ce}(k, \omega - \omega') S_s(k, \omega') d\omega' d\omega \\ &= \sum_{j=1}^{Z_c} (1 - |f_j(\mathbf{k})|^2). \end{aligned} \quad (2.55)$$

Für die Formfaktoren der Elektronen existieren für einige elektronische Niveaus störungstheoretisch entwickelte Näherungen [Gregori *et al.*, 2004]. Eine gute und einfach zu berechnende Näherung kann aber erreicht werden, indem  $f_j(\mathbf{k})$  durch  $f_I(\mathbf{k})/Z_c$  ersetzt wird [James, 1962], mit dem Ionenformfaktor  $f_I(\mathbf{k})$  so dass sich für den statischen Strukturfaktor der inelastischen Streuung ergibt:

$$S_C(\mathbf{k}) \approx Z_c \left( 1 - \frac{|f_I(\mathbf{k})|^2}{Z_c^2} \right) \quad (2.56)$$

---

### 2.2.6 SOCP-Näherung

---

Die *Screened-One-Component-Plasma-Näherung* (SOCP) ist ein Modell, um den statischen Strukturfaktor zu beschreiben. Sie ist gut geeignet für Plasmen, die sich nicht im Gleichgewichtszustand befinden, bei denen die potentielle Energie der Ionen größer ist als ihre kinetische, sie also stark gekoppelt sind, während die Elektronen aufgrund der hohen Dichte entartet sind. Dies ist eine Situation, die bei den in dieser Arbeit untersuchten lasererzeugten und protonenstrahlerzeugten Plasmen häufig auftritt, da die Kopplung quadratisch mit dem Ionisationsgrad skaliert (siehe Gleichung 2.8), so dass  $\Gamma_{ii} \gg 1$ ,  $\Gamma_{ee} \sim 1$  gilt. Für die Elektronen wird die Debye-Hückel-Näherung (Gleichung 2.53) durch eine lokale Feldkorrektur (*Local Field Corretion*, LFC)  $G(k)$  erweitert [Perrot u. Dharma-Wardana, 2000]:

$$S_{ee}(k) = \frac{k^2}{k^2 + k_{De}^2(1 - G(k))}. \quad (2.57)$$

Für den Grenzfall großer Wellenlängen ( $k \rightarrow 0$ ) kann  $G(k)$  durch die Kompressibilität der Elektronen ausgedrückt werden, während sie für kleine Wellenlängen ( $k \rightarrow \infty$ ) durch die Elektron-Elektron-Paarverteilungsfunktion  $g_{ee}(0)$  bestimmt wird:

$$\lim_{k \rightarrow 0} G(k) = \frac{k^2}{k_{De}^2} \left[ 1 - \frac{1}{k_B T_e} \left( \frac{\partial P}{\partial n_e} \right) \right] \quad (2.58)$$

$$\lim_{k \rightarrow \infty} G(k) = 1 - g_{ee}(0) \quad (2.59)$$

Die Ionen werden in dem Modell als geladene, feste Kugeln (*Charged Hard Spheres*, CHS) mit einem festen Durchmesser  $\sigma_C$  beschrieben, die mit dem Hintergrund der Elektronen interagieren. Die Abschirmung der Elektronen kann nach [Chaturvedi *et al.*, 1981] näherungsweise beschrieben werden durch

$$f_v(k) = -\frac{k_{Di}^2}{k^2} \cos^2(k\sigma_C/2) \frac{q_{sc}(k)}{Z} \quad (2.60)$$

mit der Ladung der effektiv abschirmenden Elektronen

$$q_{sc}(k) = Z \frac{k_{De}^2}{k^2} S_{ee}(k). \quad (2.61)$$

Um den Strukturfaktor der Ionen zu beschreiben, wird der Ionenstrukturfaktor  $S_{ii}^{OCP}(k)$  der *One-Component-Plasma*-Näherung aus [Galam u. Hansen, 1976] mit dieser Abschirmung erweitert:

$$S_{ii}(k) = \frac{S_{ii}^{OCP}(k)}{1 + f_v(k) S_{ii}^{OCP}(k)} \quad (2.62)$$

Die einzelnen Strukturterme hängen damit von der Lokalen Feldkorrektur  $G(k)$  ab, deren Beschreibung für beliebige Werte von  $k$  zu umfangreich ist, um hier diskutiert zu werden, das vollständige Modell wird in [Gregori *et al.*, 2007] dargestellt.

---

## 2.3 Erzeugung heißer dichter Plasmen

---

Mit modernen Lasersystemen lassen sich kurze Pulse mit sehr hohen Intensitäten und Energien erzeugen. Dabei unterscheidet man üblicherweise zwischen hochintensiven Pulsen, die einen relativ niedrigen Energieinhalt in der Größenordnung von 100 J haben, aber dafür eine sehr kurze Pulsdauer im Pikosekundenbereich, und hochenergetischen Pulsen, deren Pulslänge im Nanosekundenbereich liegt, die aber bis zu einigen Kilojoule beinhalten können. Im Folgenden wird nun zunächst das direkte Laserheizen einer Probe mit Hochenergiepulsen diskutiert und im Anschluss die *Laserprotonenbeschleunigung* präsentiert, eine Anwendung für Hochintensitätspulse. Dieser Prozess ist sehr effektiv, so dass mit den erzeugten Protonenstrahlen ebenfalls Materie geheizt werden kann. Da sich die Energiedeposition schneller Protonen in einem Festkörper stark von der von Photonen unterscheidet, können auf diese Weise vollkommen andere Materiezustände erreicht werden.

---

### 2.3.1 Lasererzeugte Plasmen

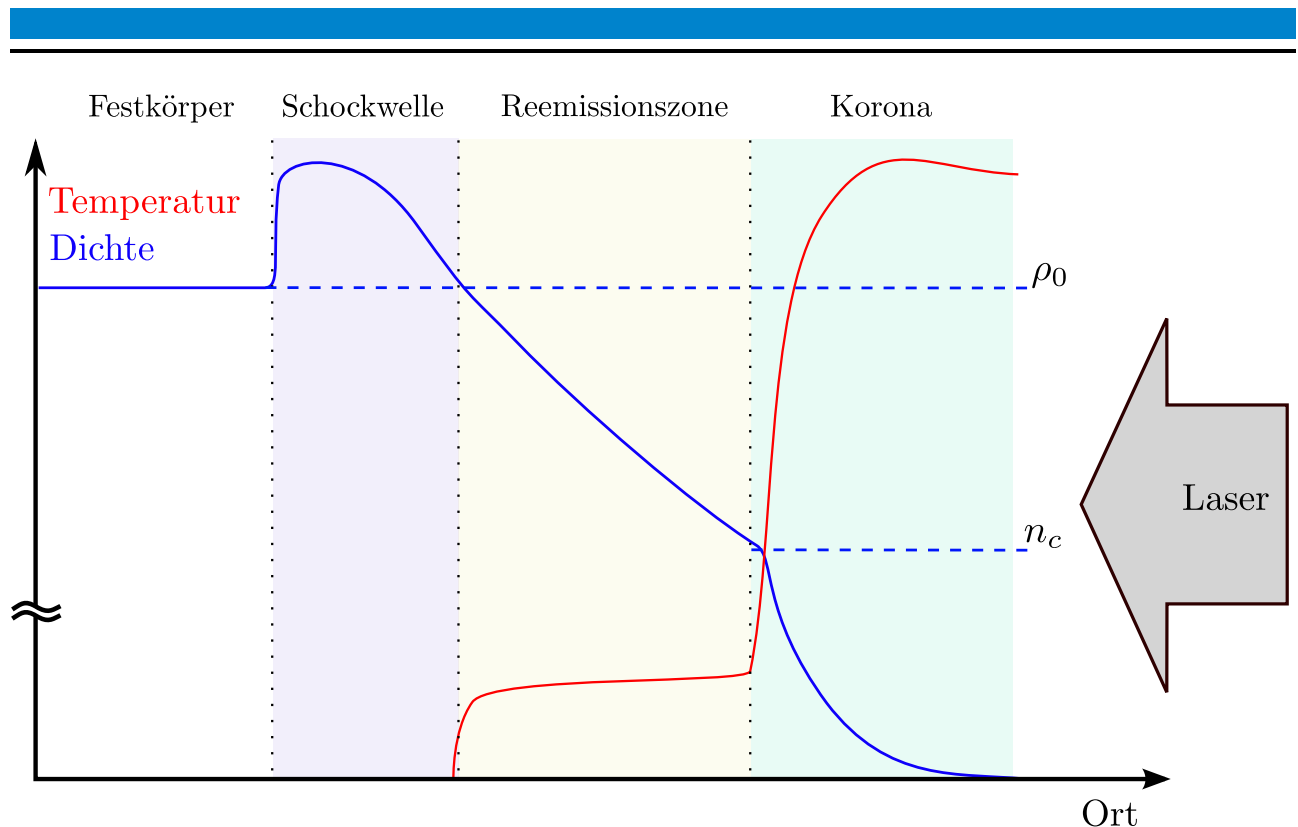
---

Zur direkten Plasmaerzeugung verwendet man üblicherweise Laser, die auf einem *Master Oscillator Power Amplifier* Prinzip (MOPA) basieren. Dabei wird mit einem kommerziellen Lasersystem ein kurzer Puls erzeugt, der dann in einer Reihe von Nachverstärkern auf ein Vielfaches seiner Ursprungsenergie verstärkt wird. Die Energie des Pulses liegt je nach Lasersystem zwischen 50 J und einigen kJ bei einer Pulsdauer von 1-10 ns. Wird ein solcher Laserpuls auf eine Festkörperfolie fokussiert, können Spitzenintensitäten von  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> bis  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> erreicht werden. Das liegt oberhalb der kritischen Leistungsdichte ( $\sim 10^9$  W/cm<sup>2</sup>), ab der an der Oberfläche ein Plasma erzeugt wird. Dabei koppeln die Photonen an freie Elektronen an, die in der Probe bereits bei Raumtemperatur vorhanden sind. Diese werden von dem oszillierenden elektrischen Feld der Welle beschleunigt und ionisieren über Stoßprozesse weitere Atome. Dadurch werden weitere Elektronen frei, die wieder beschleunigt werden, wodurch lawinenartig ein großer Teil der Atome ionisiert wird. Es entsteht eine Schicht ionisierter Materie, die weiter geheizt wird, solange der Laserpuls anhält. Diese Schicht strömt als Verdünnungswelle mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s = \sqrt{Zk_B T_e / M_i}$  ab. Unter Annahme einer isothermen Expansion entsteht so ein exponentielles Dichteprofil. Durch den Rückstoß wird gleichzeitig eine Schockwelle ins Innere der Probe getrieben. Der Laserpuls kann nur in dem Bereich direkt Elektronen heizen, der transparent für das Licht ist. Das ist nur der Fall, wenn die Laserfrequenz größer als die Plasmafrequenz

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.63)$$

ist, die von der freien Elektronendichte  $n_e$  abhängt. Ist die Frequenz des Laserpulses geringer als die Plasmafrequenz, führen die Elektronen eine erzwungene Schwingung in dem Laserfeld durch, das Licht wird absorbiert und das Plasma ist nicht transparent. Der Laserpuls kann also nur bis zu der *kritischen Dichte*  $n_c$  eindringen, an der die Plasmafrequenz der Laserfrequenz entspricht und wird dort reflektiert. Der Anteil der Laserenergie, der auf dem Hin- und Rückweg insgesamt vom Plasma absorbiert wird, hängt von der genauen Dichteverteilung und kann, wenn diese exponentiell verläuft, explizit berechnet werden [Atzeni u. Meyer-Ter-Vehn, 2004]. Abbildung 2.10 zeigt die verschiedenen Bereiche, die sich aus diesem Heizmechanismus ergeben:

- Die Korona wird weitergeheizt, solange der Laserpuls anhält und expandiert von der Festkörperoberfläche. Dieser Bereich besitzt eine hohe Temperatur und eine niedrige Dichte. Der dominante Heizprozess ist bei den hier betrachteten Laserintensitäten die *inverse Bremsstrahlung*. Darunter versteht man die Absorption eines Photons durch ein Elektron, während es an einem Ion gestreut wird. Trifft der Laserpuls unter einem Winkel auf die Folienoberfläche und ist p-polarisiert tritt ausserdem *Resonanzabsorption* auf, bei der eine Elektron-Plasma-Welle nahe der kritischen Dichte angeregt wird.



**Abbildung 2.10:** Direktes Heizen mit Lasern. Der Laserpuls trifft auf die Oberfläche und zündet ein Plasma. Während der Dauer des Pulses wird bis zur kritischen Elektronendichte  $n_c$  weitergeheizt, während das Plasma als Verdünnungswelle abströmt und eine Schockwelle ins Innere der Probe läuft.

- Die Reemissionszone ist der Bereich jenseits der kritischen Dichte, in den der Laser nicht eindringen kann. Diese wird vor allem durch thermische Röntgenstrahlung aus der Korona und Elektronenwärmeleitung geheizt, ist aber wegen der hohen Dichte deutlich kühler als die Korona.
- Der Rückstoß des expandierenden Plasmas treibt eine Schockwelle ins Innere der Probe. Dadurch kann der Festkörper auf ein Vielfaches seiner normalen Dichte  $\rho_0$  komprimiert werden.
- Der Teil der Folie vor der Schockwellenfront ist im noch ungestörten Festkörperzustand. Bei gegebenen Laserparameter kann man durch geeignete Wahl der Foliendicke sicherstellen, dass die Schockwelle am Ende des Laserpulses die Rückseite der Folie erreicht und das gesamte Probenmaterial liegt in komprimiertem Zustand vor.

Für die direkte Laserheizung werden häufig Nd:Glas Lasersysteme eingesetzt, die eine Wellenlänge von 1057 nm besitzen, oder wie im Rahmen dieser Arbeit die frequenzverdoppelte Strahlung eines

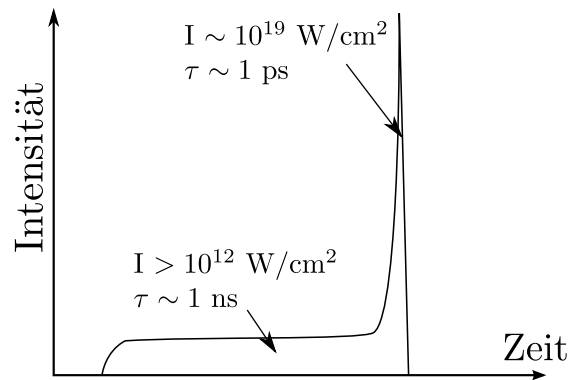
solchen Lasers. Daraus ergibt sich für die kritische Dichte  $n_c = 9.98 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $n_c = 3.99 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

Bei dem direkten Heizen einer Probe entstehen durch diesen komplexen Heizprozess sehr inhomogene Verläufe der Zustandsgrößen des Systems. Um diesen Verlauf für einen bestimmten Laserpuls zu simulieren, existieren verschiedene Hydrodynamik-Codes. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurden zwei Codes eingesetzt:

- *HELIOS-CR* [MacFarlane *et al.*, 2006] in Verbindung mit der *PROPACEOS* Zustandsgleichung und einem Ionisationsmodell auf Basis der *QEOS* Zustandsgleichung aus [More *et al.*, 1988] für stark gekoppelte Plasmen. In *HELIOS-CR* wird das Plasma als einzelnes Fluid betrachtet, und dafür die Bewegungsgleichung berechnet. Die Elektronen und Ionen bewegen sich in dem Modell gemeinsam und es wird angenommen dass beide Teilchensorten separat in einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht vorliegen, wobei die Temperatur nicht notwendigerweise bei beiden dieselbe ist.
- *HYADES* [Larsen u. Lane, 1994] mit der *SESAME* Zustandsgleichung [Lyon u. Johnson, 1992] und einem Ionisationsmodell auf Basis eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes. Bei *HYADES* werden Elektronen, Ionen und Strahlungsfelder als separate Fluide behandelt, die untereinander Energie austauschen.

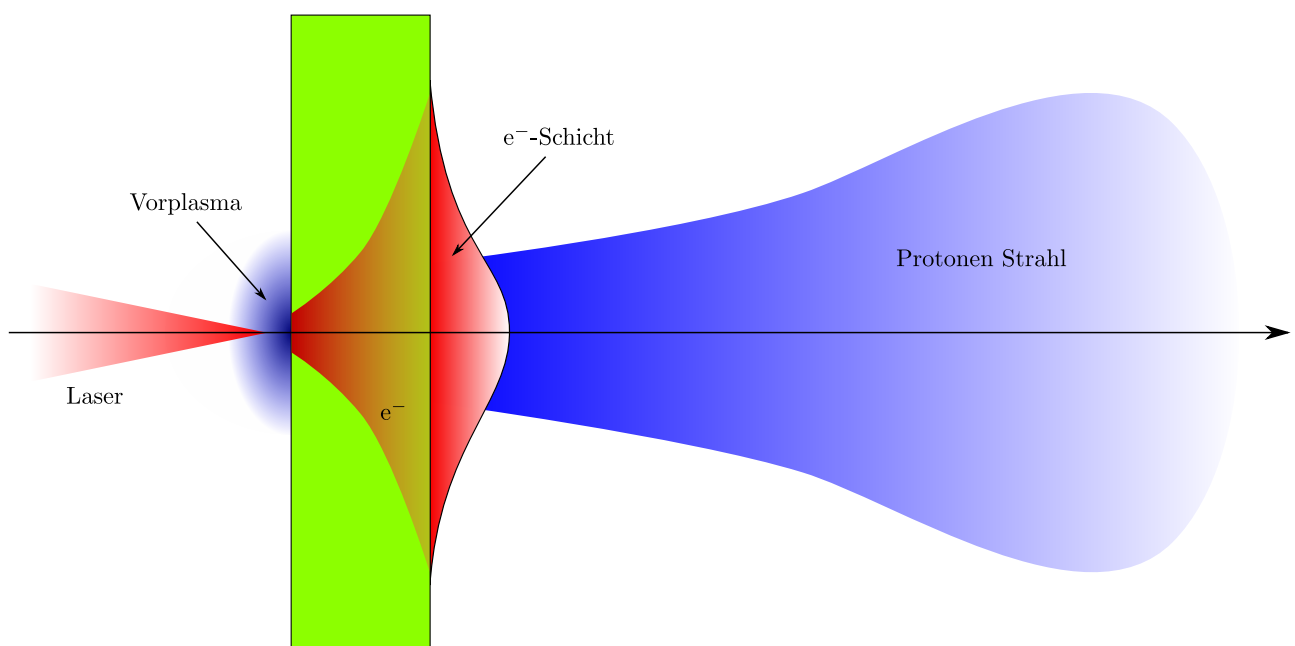
### 2.3.2 Laserprotonenbeschleunigung

Moderne Hochintensitätslaser erzeugen Pulse mit Leistungen von  $10^{14}$  bis  $10^{15}$  W. Fokussiert man einen solchen Laser auf eine Folie, können Intensitäten von  $10^{18}$  bis  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  erreicht werden. Die Pulsdauer liegt dabei meistens im Bereich einer Pikosekunde, wobei der Kontrast zwischen Hauptpuls und Vorpuls bei den meisten Systemen  $10^6$  bis  $10^8$  beträgt, und der Vorpuls einige Nanosekunden dauern kann (siehe Abbildung 2.11). Er ist deshalb stark genug, um auf der Vorderseite der Probe eine Plasmaschicht zu erzeugen, welche expandiert, bis der Hauptpuls eintrifft. Dieser wechselwirkt mit den Elektronen der Plasmaschicht und beschleunigt sie durch die ponderomotorische Kraft auf relativistische Geschwindigkeiten [Schollmeier, 2008]. Die Beschleunigung ist hauptsächlich senkrecht zur Oberfläche der Probe, so dass die Elektronen durch die Folie propagieren. Sobald die Elektronen die Rückseite passieren bilden sie eine Schicht und es entsteht



**Abbildung 2.11:** Bei hochintensiven Laserpulsen ist schon der Vorpuls stark genug um ein Plasma zu zünden.

ein starkes elektrisches Feld, da die Ionen wegen ihrer höheren Massenträgheit den Elektronen nur langsam folgen können. Die Stärke des elektrischen Feldes ist etwa vergleichbar mit der des Lasers und liegt im Bereich von TV/m, wodurch die Atome auf der Rückseite feldionisiert werden. Auf der Oberfläche einer Folie entsteht an Luft nach kurzer Zeit eine Schicht aus verschiedenen Ablagerungen, darunter ein großer Anteil wasserstoffhaltiger Moleküle. Dieser Prozess ist auch bei den geringen Drücken, unter denen Laserexperimente üblicherweise durchgeführt werden noch präsent und führt dazu, dass auf der Rückseite der Folie unabhängig von dem Probenmaterial eine große Menge an Wasserstoffatomen vorhanden ist, die ebenfalls ionisiert werden. In dem hohen elektrischen Feld werden die Ionen beschleunigt, und da Wasserstoffionen von allen Ionen das höchste Ladung zu Masse Verhältnis haben, ist der Mechanismus für sie am effektivsten. Dieser Beschleunigungsmechanismus wird *Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)* genannt und ist in Abbildung 2.12 skizziert. Die Form der Elektronenschicht bestimmt die Richtung des beschleunigenden elektrischen Feldes, für flache Folien ist der Protonenstrahl darum senkrecht zur Oberfläche orientiert, weist aber einen hohen Öffnungswinkel von bis zu 50° auf.



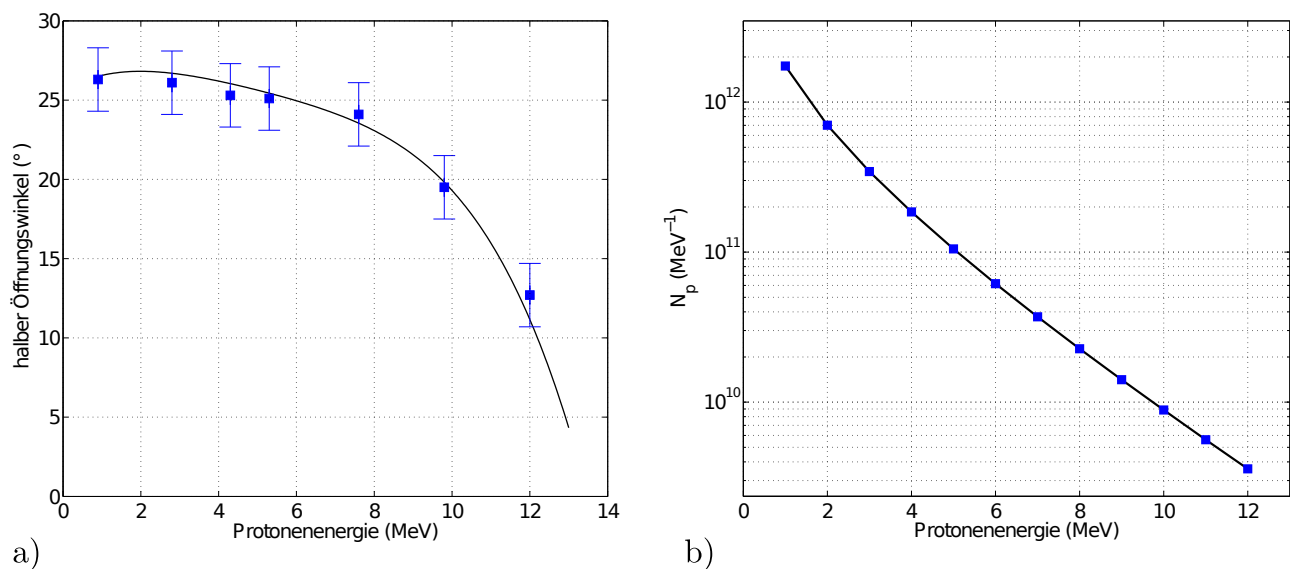
**Abbildung 2.12:** Protonenbeschleunigung durch *Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)*. Der Laser beschleunigt Elektronen aus dem Vorplasma, die durch die Folie fliegen und auf der Rückseite eine Schicht bilden. Dadurch entsteht ein starkes elektrisches Feld, das Protonen, die auf der Rückseite abgelagert sind, beschleunigt.

Die beschleunigten Ionen schirmen das elektrische Feld ab, so dass die Feldstärke nicht für alle Ionen gleich ist. Das führt dazu, dass der Protonenstrahl ein breites Energiespektrum hat, welches

einen annähernd exponentiellen Verlauf aufweist. Die genaue Form hängt von den Laserparametern, Foliendicke und anderen Faktoren ab und lässt sich meistens durch

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N_0}{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (2.64)$$

nähern [Schollmeier, 2008]. Zusätzlich ist die globale Divergenz der Protonen energieabhängig. Höherenergetische Protonen zeigen eine geringere Divergenz als der niederenergetische Anteil des Spektrums (siehe Abbildung 2.13). Voraussetzung für den Beschleunigungsmechanismus ist, dass die Folierrückseite noch intakt ist, wenn sich die Elektronenschicht bildet. Der Vorpuls darf also nicht so stark sein, dass die Folie durchbrennt, bevor der Hauptpuls eintrifft. Die minimale Foliendicke wird deshalb durch den Kontrast des Lasers begrenzt.



**Abbildung 2.13:** a) Energieabhängige Divergenz lasererzeugter Protonenstrahlen. Der Öffnungswinkel der Protonenemission nimmt mit steigender Protonenenergie ab. b) Das Spektrum der emittierten Protonen folgt annähernd einem exponentiellen Verlauf. Die dargestellten Daten stammen von dem in Kapitel 5 beschriebenen Experiment am *Vulcan* Lasersystem. Die Laserenergie bei diesem Schuss betrug 52 J bei 1 ps Pulsdauer, das Spektrum wurde durch Gleichung 2.64 genähert, mit  $N_0 = 4.22 \cdot 10^{12}$  und  $k_B T = 2.75 \text{ MeV}$ .



---

### 2.3.3 Protonenstrahlerzeugte Plasmen

---

Treffen Protonen auf einen Festkörper, deponieren sie dort einen Teil ihrer kinetischen Energie. Hierfür sind im Wesentlichen Coulombstöße mit den Elektronen verantwortlich. Die theoretische Beschreibung geht vor allem auf die Arbeiten von Bethe zurück [Bethe, 1930] und soll hier nur kurz umrissen werden.

Bei einem einzelnen Stoß zwischen einem Elektron des Festkörpers und einem Proton, das mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  durch den Festkörper fliegt, ist die Impulsänderung des Protons  $\Delta\mathbf{p}$

$$\Delta\mathbf{p} = \int_{-\infty}^{\infty} e\mathbf{E}(t) dt = \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{b|\mathbf{v}|} \quad (2.65)$$

mit  $\mathbf{E}(t)$  dem transversalen elektrischen Feld und  $b$  dem Stoßparameter. Daraus ergibt sich ein Energieübertrag von

$$\Delta E = \frac{(\Delta\mathbf{p})^2}{2m_e} = \frac{2e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \frac{1}{b^2}. \quad (2.66)$$

Der Energieverlustwirkungsquerschnitt  $S$  pro Atom kann berechnet werden, indem über sämtliche  $b$  integriert wird:

$$S = 2\pi Z_T \int_{b_{min}}^{b_{max}} db \Delta E(b) b = \frac{Z_T e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right). \quad (2.67)$$

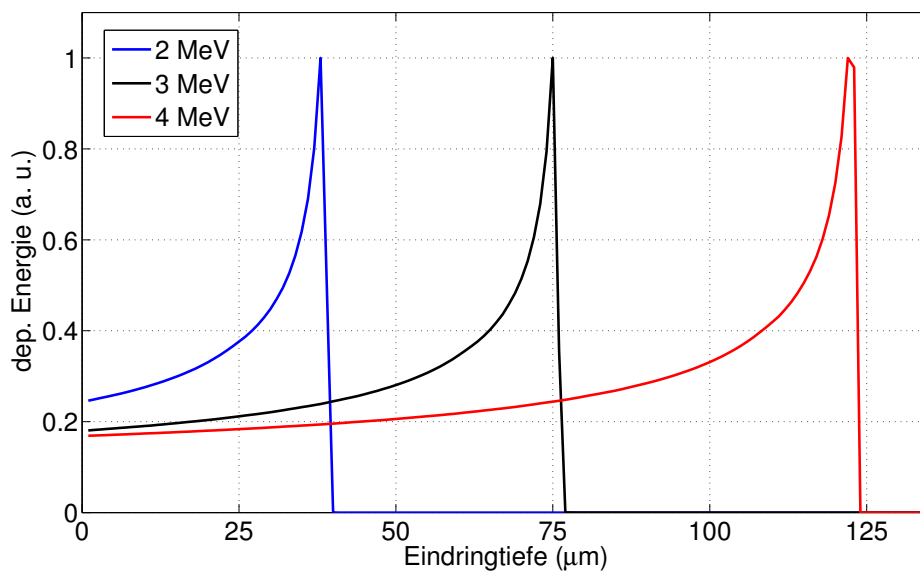
$Z_T$  ist hier die Kernladungszahl des Probenmaterials,  $\ln \frac{b_{max}}{b_{min}} =: L$  ist auch als der *Coulomb-Logarithmus* bekannt.  $b_{min}$  entspricht einem Stoß, bei dem der Energieübertrag maximal wird, also nach der klassischen Streutheorie  $\Delta E_{max} = 2m_e v^2$  und mit Gleichung 2.66 folgt  $b_{min} = e^2/(\epsilon_0 m_e v^2)$ . Der Wert für  $b_{max}$  kann über das mittlere Ionisationspotential  $\bar{I}_0$  abgeschätzt werden. Nach [Peter, 1988] muss gelten  $2e^2/b > \epsilon_0 \bar{I}_0$  also  $b_{max} = 2e^2/\epsilon_0 \bar{I}_0$ . Der Energieverlust in einem Festkörper mit einer Teilchenzahldichte  $n$  ergibt sich so:

$$S(x) = n \cdot S = -\frac{dE}{dx} = \frac{Z_T e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2} \cdot n \cdot \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}_0} \quad (2.68)$$

Diese Gleichung ist auch als *Bethe-Formel* bekannt. Für diese Herleitung wurde angenommen, dass der Energieverlust durch Stöße dominiert wird, bei denen die übertragene Energie klein ist gegenüber der kinetischen Energie des Protons. Sind die Protonen langsamer als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen  $v_{th}$ , so ist der relative Energieübertrag hingegen groß, und der Energieverlust kann nicht durch eine Störungstheorie beschrieben werden. Eine Lösung, die den störungstheoretischen

Ansatz von Bethe in den klassischen überführt, stellt die *inverse Bloch-Korrektur* [Bloch, 1933] dar, für die der Coulomb-Logarithmus in Gleichung 2.68 um einen Korrekturterm erweitert wird. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Frank, 2008] und [Peter, 1988], hier soll darauf nicht weiter eingegangen werden. Für die meisten Probenmaterialien existieren tabellarische Energieverlustdaten, die aus empirischen Messungen gewonnen wurden [Ziegler, 2004].

Der Energieverlust ist demnach stark von der Geschwindigkeit der Protonen abhängig. Deshalb deponieren Protonen, die auf einen Festkörper treffen, einen relativ geringen Anteil ihrer Energie im vorderen Bereich der Probe, und heizen stattdessen vor allem in einer Tiefe, die von ihrer ursprünglichen Energie abhängt. Abbildung 2.14 zeigt den Verlauf der Energiedeposition in Abhängigkeit der Tiefe für verschiedene Protonenenergien. Setzt man lasererzeugte Protonenstrahlen zum Heizen ein,



**Abbildung 2.14:** Energiedeposition von Protonen in Kohlenstoff. Die Kurven entsprechen monoenergetischen Protonenstrahlen mit verschiedenen Anfangsenergien.

erhält man also eine Temperaturverteilung in der Probe, die im Wesentlichen das Energiespektrum der Protonen wiedergibt. Aus diesem Grund sind Protonenstrahlen sehr gut geeignet, um das komplette Volumen einer Probe zu heizen. Gegenüber konventionellen Beschleunigeranlagen zeichnen sich lasererzeugte Protonenstrahlen dabei durch sehr hohe Teilchenzahlen (bis zu  $10^{13}$  Teilchen pro Schuss) bei gleichzeitig kurzen Pulsdauern ( $\sim 10 - 100$  ps) aus. Dies hat den Vorteil, dass während des Heizprozesses die Probe nicht oder kaum expandiert, und eine hohe Temperatur erreicht werden kann, ohne dass sich die Dichte ändert. So können Materiezustände erzeugt werden, die auf andere Weise experimentell nicht zugänglich sind.

---

### 3 Diagnostik

---

In diesem Kapitel werden die diagnostischen Mittel präsentiert, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden. Zunächst wird die Funktionsweise der verwendeten Röntgenspektrometer erklärt, wobei neben der Spektrometergeometrie besonders auf die Eigenschaften von *hochorientiertem pyrolytischem Graphit* als Reflektormaterial und *Image Plates* als Detektor eingegangen wird. Im Anschluss wird eine Methode zur Charakterisierung von lasererzeugten Protonenstrahlen vorgestellt, die auf *Radiochromatischen Filmen* beruht.

---

#### 3.1 Röntgenspektrometer

---

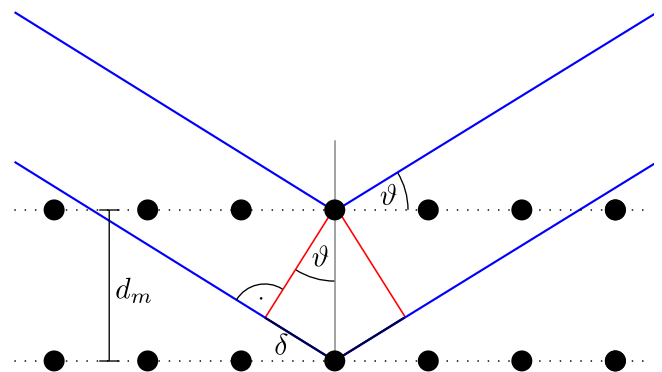
Um Röntgenthompsonstreuung als diagnostisches Verfahren einzusetzen, benötigt man einen hochempfindlichen Röntgendetektor. Außerdem muss die spektrale Auflösung gut genug sein, um den inelastisch gestreuten Anteil des Signals vom elastischen unterscheiden zu können. Dafür setzt man üblicherweise Spektrometer mit Röntgenbeugungskristallen als dispersivem Element ein.

Dabei fällt die Röntgenstrahlung unter dem Braggwinkel  $\vartheta$  auf die Kristalloberfläche (siehe Abbildung 3.1) und wird nach der Braggbedingung reflektiert:

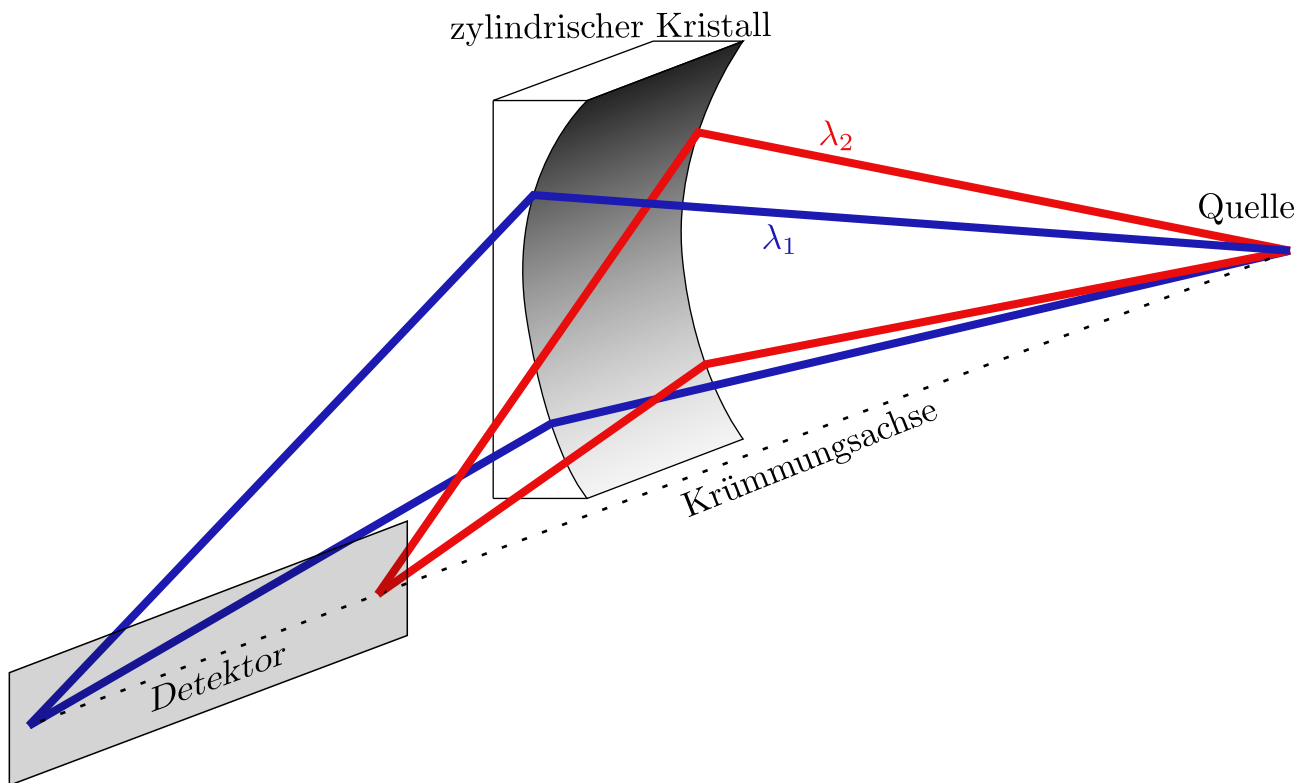
$$m\lambda = 2\delta = 2d_m \sin \vartheta \quad (3.1)$$

Hier ist  $m$  die Beugungsordnung,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $2\delta$  der Weglängenunterschied und  $d_m$  der Abstand der Gitterebenen im Kristall. Damit diese Bedingung überhaupt erfüllt werden kann, muss  $\lambda$  kleiner als  $2d_m$  des Kristalls sein, langwelligere Strahlung kann nicht reflektiert werden.

Ein Weg, die Effizienz des Spektrometers zu verbessern, ist der Einsatz von zylindrisch gekrümmten Kristallen, die so orientiert werden, dass die Braggbedingung für jeden Punkt entlang der gekrümmten Richtung erfüllt wird. Die ungekrümmte Achse ist dann dispersiv, so dass im Idealfall das Spektrum auf einer Linie liegt. Dieser Aufbau wird von *Hamos Geometrie* genannt und ist in Abbildung 3.2 skizziert.



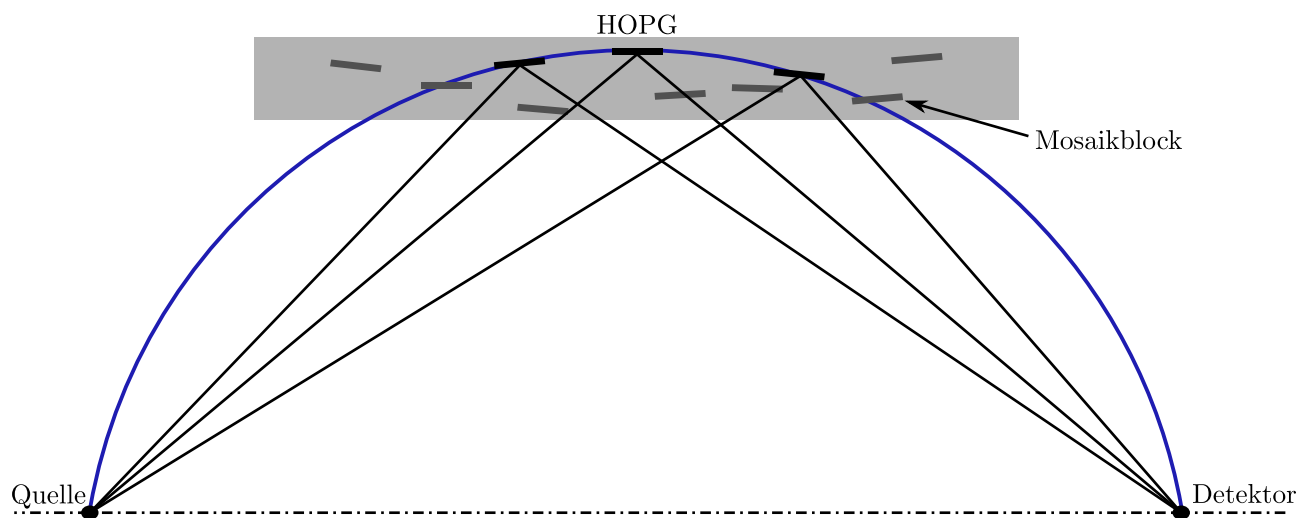
**Abbildung 3.1:** Bragg Reflektion



**Abbildung 3.2:** Von Hamos Geometrie. In dieser Skizze ist  $\lambda_1 > \lambda_2$ . Quelle und Detektorfläche liegen auf der Krümmungsachse des Kristalls, so dass alle reflektierten Wellenlängen auf einer Linie fokussiert werden.

### 3.1.1 Hochorientierter Pyrolithischer Graphit - HOPG

Graphit ist ein Material mit sehr hoher Reflektivität für Röntgenstrahlung. Es bildet aber bei der Kristallisation keine hinreichend großen Einkristalle, so dass es nicht ohne weiteres als Röntgenkristall eingesetzt werden kann. Aus diesem Grund verwendet man stattdessen *hochorientierten pyrolithischen Graphit*, ein künstlich hergestelltes Material, bei dem Kohlenstoffkristalle in kleinen Kristalliten von 1 - 5  $\mu\text{m}$  Größe vorliegen, die sich zu sogenannten Mosaikblocks zusammenballen. Diese Mosaikblocks bilden Schichten bis zu 500  $\mu\text{m}$  Länge und 100  $\mu\text{m}$  Dicke [Moore, 1973]. Jeder Mosaikblock wirkt wie ein eigener Kristall, an dem die Strahlung reflektiert werden kann, das resultierende Signal ist eine Überlagerung aller Reflexionen. Die Blöcke sind fertigungsbedingt nicht alle perfekt parallel ausgerichtet, sondern weisen eine gewisse Abweichung in der Orientierung auf. Die mittlere Abweichung wird auch *Mosaizität* genannt und liegt je nach Kristall zwischen  $0.1^\circ$  und  $3^\circ$ . Innerhalb eines Blocks weist HOPG eine hexagonale Kristallstruktur auf, wobei der Abstand der Kristallebenen  $d = 0.335 \text{ nm}$  beträgt.



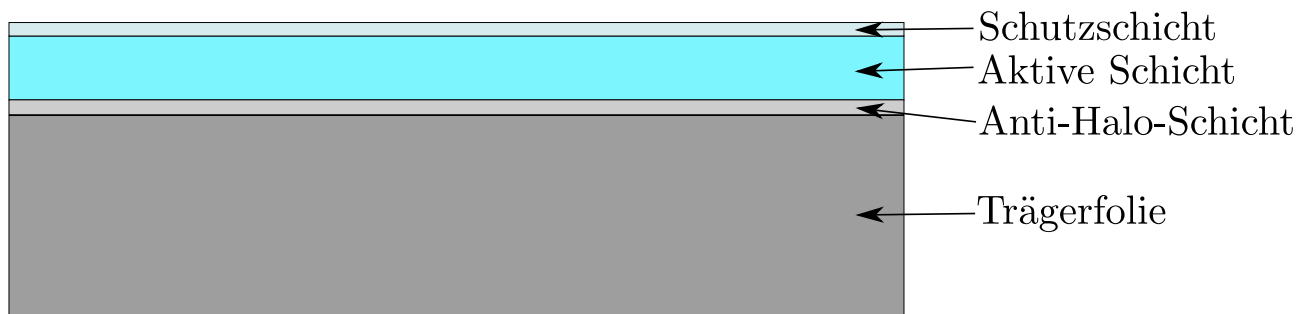
**Abbildung 3.3:** Prinzip der Mosaikfokussierung. Strahlen einer Wellenlänge, die den Detektor erreichen, können nur von den Mosaikblöcken reflektiert werden, die auf dem *Rowland-Kreis* liegen und die Bragg-Bedingung (3.1) erfüllen. Durch die Dicke des Kristalls und die Mosaizität gibt es einen breiten Bereich, in dem diese Anforderungen erfüllt werden können.

Die Mosaizität führt zunächst zu einer schlechten Fokussierung, die aber durch die so genannte *Mosaikfokussierung* deutlich verbessert werden kann. Das Prinzip ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Strahlen gleicher Energie, die geringfügig verschiedene Winkel zur Kristalloberfläche besitzen, treffen im Kristall auf mehrere hintereinander liegende unterschiedlich orientierte Mosaikblöcke. Erfüllt einer davon die Bragg-Bedingung, wird der entsprechende Strahl reflektiert. Wenn die Abstände Quelle-Kristall und Kristall-Detektor genau gleich lang sind, erreichen alle diese Strahlen die Detektoroberfläche im selben Punkt. Die Abweichung dieser Abstände und damit die Fokussierbarkeit ist durch die Dicke des Kristalls begrenzt.

### 3.1.2 Image Plates

Image Plates oder Bildplatten sind wiederverwendbare Detektorplatten für ionisierende Strahlung [Rowlands, 2002, Otten, 2007, Meadowcroft *et al.*, 2008], die in den letzten Jahren zunehmend als Röntgendetektoren in Thomsonstreuexperimenten eingesetzt wurden [Paterson *et al.*, 2008]. Sie zeichnen sich durch eine hohe Empfindlichkeit in einem breiten Energiespektrum bei einem großem Dynamikbereich von etwa 8 Größenordnungen aus. Das zugrundeliegende Prinzip ist die *photostimulierte Lumineszenz* (PSL). Unter Lumineszenz versteht man die Eigenschaft bestimmter Stoffe, Energie zu absorbieren und unter Aussendung eines Lichtpulses wieder abzugeben. Dabei wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben und fällt nach einer stofftypischen Halbwertszeit

wieder in das Valenzband. Der Unterschied bei *photostimulierter* Lumineszenz ist, dass die erzeugten angeregten Zustände metastabil sind, also nicht spontan zerfallen können. Es bilden sich an der Stelle, an der die Energie deponiert wird, Elektronen- und Lochfallen, deren Lebensdauer in der Größenordnung von einigen Stunden liegt. Bestrahlt man die Image Plate dann mit Licht einer bestimmten Wellenlänge, können die Elektronen aus ihren Fallen befreit werden und mit den Löchern rekombinieren. Dabei entsteht Strahlung, deren Wellenlänge wiederum charakteristisch für das verwendete Material ist.



**Abbildung 3.4:** Schematischer Aufbau einer Image Plate. Auf einer Trägerfolie ist eine Anti-Halo-Schicht angebracht, darauf die aktive Schicht aus  $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}:\text{Eu}^{2+}$ . Darüber befindet sich eine Schutzschicht aus Plastik, die aber nicht bei allen Image Plate Typen vorhanden ist.

Das aktive Material bei den hier eingesetzten Image Plates ist  $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}:\text{Eu}^{2+}$ . Die einfallende Röntgenstrahlung wird in dieser Schicht absorbiert und ein Teil der  $\text{Eu}^{2+}$  wird zu  $\text{Eu}^{3+}$  oxidiert, wobei die dabei entstehenden Photoelektronen energetisch nicht das Leitungsband erreichen können und einen metastabilen Zustand einnehmen. Die Energie, die benötigt wird, um ein Photoelektron in das Leitungsband zu heben, liegt bei etwa 2 eV und wird in den meisten Auslesesystemen von einer Laserdiode geliefert. Das angeregte Elektron rekombiniert dann mit einem  $\text{Eu}^{3+}$ -Ion, wodurch ein Photon mit einer Wellenlänge von 400 nm emittiert wird. Nach dem Ausleseprozess kann die Image Plate durch Bestrahlung mit weißem Licht in den Ursprungszustand versetzt und wieder verwendet werden.

Um aus der gemessenen Anzahl der von der Image Plate bei der Auslesung emittierten Photonen die absolute Anzahl an Röntgenphotonen zu ermitteln, die die Image Plate getroffen haben, muss die endliche Lebensdauer der metastabilen Elektronen- und Lochfallen berücksichtigt werden. Dies wird durch einen zeitabhängigen Korrekturterm  $I(t)$  bei der Berechnung der Photonenzahl  $n$  gelöst:

$$n = \frac{S_{psl}}{\Phi(E_\gamma) \cdot I(t)} \quad (3.2)$$

Hier ist  $S_{psl}$  das gemessene Signal und  $\Phi(E_\gamma)$  die Effizienz der verwendeten Image Plate bei der Energie  $E_\gamma$ . Der Korrekturterm kann durch die Funktion

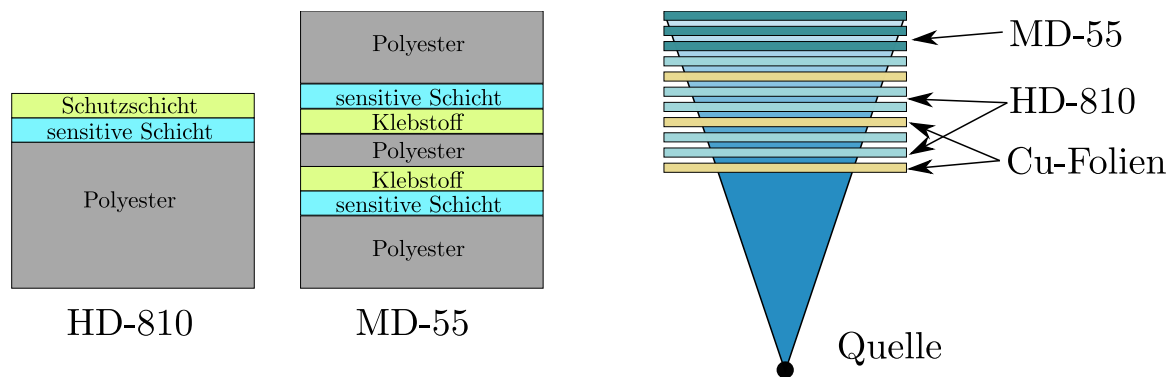
$$I(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + B \quad (3.3)$$

beschrieben werden, wobei  $A$ ,  $\tau$  und  $B$  von der verwendeten Image Plate abhängen [Meadowcroft *et al.*, 2008].

### 3.2 Ionenstrahldetektoren

Eine Diagnostik für lasererzeugte Protonenstrahlen, die in der Lage ist, das Protonenspektrum orts aufgelöst zu detektieren, sind gestapelte *Radiochromatische Filme* (RCF) [Brambrink, 2004, Schollmeier, 2008]. Dabei handelt es sich um transparente Folien mit einer eingeschlossenen organischen Schicht, die polymerisiert, wenn sie von ionisierender Strahlung getroffen wird, und sich so verfärbt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden RCF vom Typ HD-810 und MD-55 eingesetzt, Abbildung 3.5 zeigt schematisch die Struktur dieser Filme.

Die Stärke der Verfärbung ist von der deponierten Energiemenge in der Folie abhängig und wurde für die hier verwendeten Filme absolut kalibriert [Nürnberg *et al.*, 2009], so dass die Energiedeposition transversal bestimmt werden kann. Um das gesamte Spektrum berechnen zu können, wird anstelle eines einzelnen Films ein ganzer Stapel eingesetzt, wobei die Protonen in jeder Schicht einen Teil ihrer Energie abgeben, bis sie gestoppt werden. Jedes Proton gibt in der Schicht die meiste Energie ab, in der es gestoppt wird (siehe auch Kapitel 2.3.3). Ist der Stapel so dick, dass sämtliche Protonen gestoppt werden, kann der Einfluss der hochenergetischen Protonen auf die vorderen Schichten berechnet werden und das Spektrum kann vollständig rekonstruiert werden.



**Abbildung 3.5:** Schematischer Aufbau von HD-810 und MD-55, sowie die Einsatzweise im Experiment. Außer den RCF sind Kupferfolien in den Stapel eingebaut, durch die die untersuchte Energiebereich vergrößert wird.



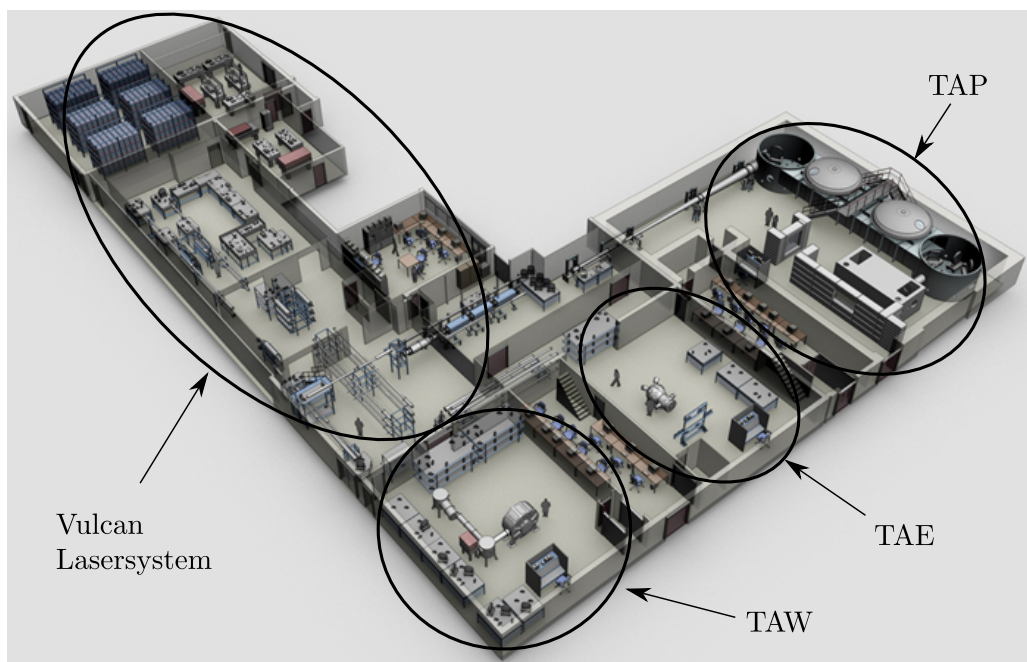


---

## 4 Röntgenthomsonstreuung an schockkomprimiertem Lithium

---

Das folgende Kapitel beschreibt ein Experiment, das im Rahmen dieser Arbeit an der *Central Laser Facility* am *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) in England durchgeführt wurde [Kugland *et al.*, 2009]. Dieses Lasersystem kann bis zu acht *Hochenergielaser*pulse im Nanosekundenregime und bis zu zwei *Hochintensitätslaser*pulse im Pikosekundenregime in unterschiedlichen Konfigurationen an verschiedenen Experimentierplätzen zur Verfügung stellen. Das hier vorgestellte Experiment wurde in der *Target Area East* (TAE) durchgeführt und nutzte sämtliche acht Hochenergiepulse. Das Ziel des Experimentes lag darin, die Gültigkeit verschiedener Zustandsgleichungen von schockkomprimiertem Lithium bei annähernd dreifacher Festkörperdichte und thermischen Energien  $k_B T$  von einigen Elektronenvolt zu testen. Hierzu wurden Lithiumfolien mit einer Dicke von  $50\mu\text{m}$  und einigen Millimetern Kantenlänge von beiden Seiten mit einem frequenzverdoppelten Laserpuls beschossen (im Folgenden Heizlaser). Die restlichen sechs Pulse (im Folgenden Backlighter) wurden zur Erzeugung eines kurzen Chlor- $\text{Ly}_\alpha$  Röntgenpulses aus einer dünnen, chlorhaltigen Plastikfolie verwendet.



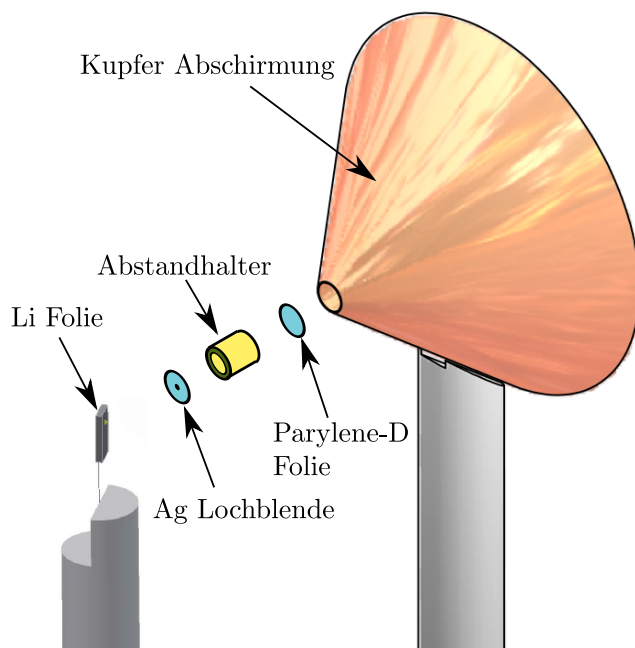
**Abbildung 4.1:** Die *Central Laser Facility* am *Rutherford Appleton Laboratory* in Didcot, England. Sie besteht aus dem *Vulcan Lasersystem* sowie die Experimentierplätzen *Target Area West* (TAW), *Target Area East* (TAE) und *Target Area Petawatt* (TAP) [CLF, 2008].

In Kapitel 4.1 wird zunächst der Aufbau des Experiments erläutert, wobei neben der komplexen Targetarchitektur insbesondere das diagnostische Verfahren erklärt wird. Im Anschluss werden in Ab-

schnitt 4.2 die Plasmaparameter diskutiert, die sich aus den hydrodynamischen Simulationen (siehe auch Abschnitt 2.3) ergeben. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse unter Verwendung der in Kapitel 2 erläuterten Theorie erfolgt in Abschnitt 4.3.

#### 4.1 Experimenteller Aufbau

Der prinzipielle Aufbau des Experiments ist in Abbildung 4.2 und 4.3 dargestellt. Die schräg stehende Lithiumfolie wurde simultan von beiden Seiten von einem Heizlaserpuls mit jeweils 50 J in 4 ns getroffen, so dass das Lithium schockkomprimiert wurde. Damit die Schockfronten eindimensional ins Probeninnere laufen, wurden die Laserspots der Heizlaser mittels *Phasenzonenplatten* [Kelly, 1987] und Defokussierung auf einen Durchmesser von 650  $\mu\text{m}$  eingestellt. Die daraus resultierende Intensität betrug  $3.8 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  senkrecht zum Laserstrahl oder  $2.7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  auf der Folienoberfläche. Auf einem separat gehaltenen Kupferschild waren eine chlorhaltige Plastikfolie (Parylene-D) zur Erzeugung von Chlor- $\text{Ly}_\alpha$ -Strahlung und eine Silber-Lochblende zur Beschränkung des Raumwinkels angebracht. Die sechs Backlighterpulse mit jeweils 50 J in 1 ns bei 527 nm Wellenlänge wurden in einer Cluster-Anordnung in den Konus und auf die Plastikfolie fokussiert.

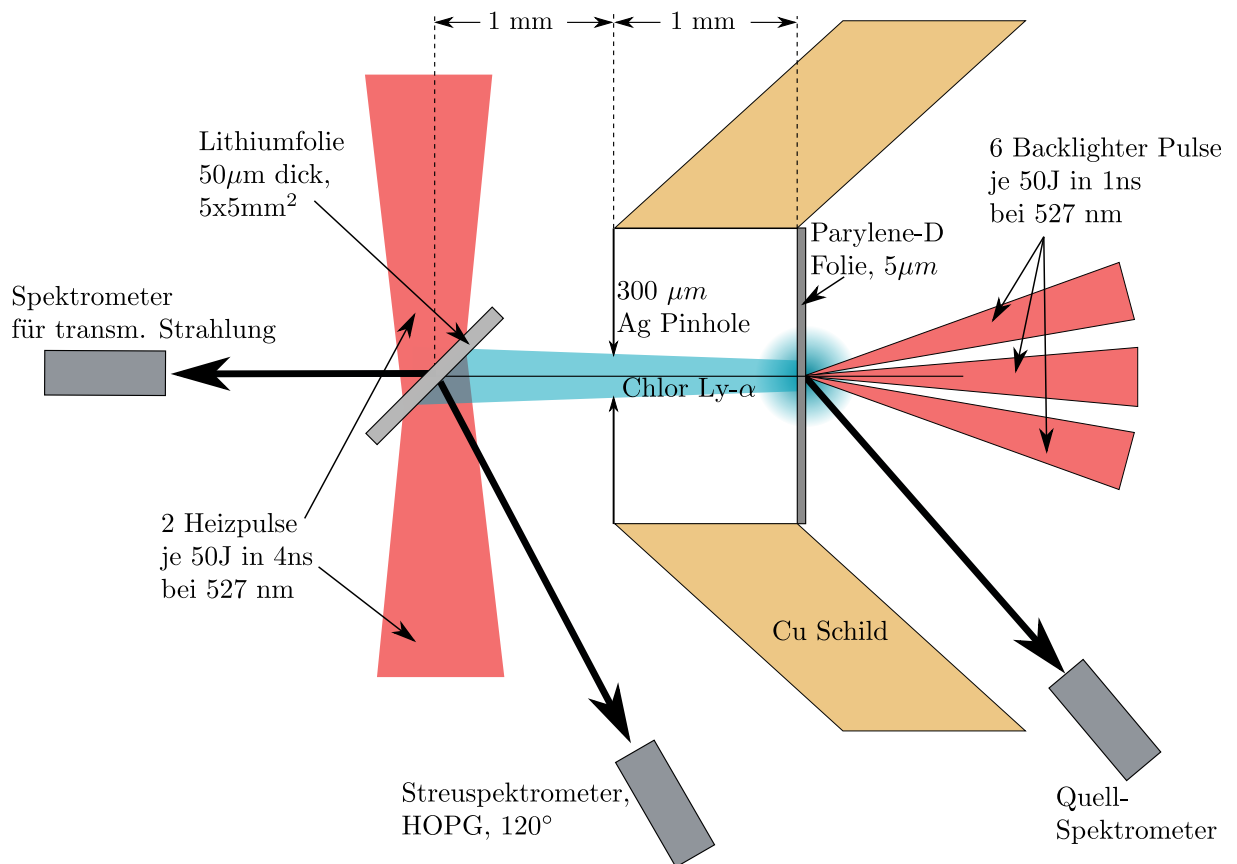


**Abbildung 4.2:** Darstellung der einzelnen Targetkomponenten.

zur direkten Detektion der Quellstrahlung eingesetzt, wofür keine hohe Effizienz nötig ist, so dass als Reflektor flache Silizium(111)-Kristalle verwendet werden konnten. Da Silizium als Einkristall vorliegt, besitzt er keine Mosaizität und die Abstände Quelle-Kristall und Kristall-Detektor müssen nicht gleich groß sein.

Abbildung 4.2 zeigt die einzelnen Komponenten der verwendeten Targets. Plastikfolie, Abstandhalter und Lochblende wurden bei der Fertigung in den Kupferkegel eingesetzt, die Lithiumfolie wurde erst kurz vor dem Einbau in die Vakuumkammer auf einem separaten Halter justiert. Das hatte den Grund, dass Lithium sehr hygroskopisch ist, und sich an normaler Luft durch die Luftfeuchtigkeit schon nach wenigen Minuten an der Oberfläche eine dicke Lithiumhydroxidschicht bildet. Dadurch kann sich die Form und damit die Abstände der Komponenten zueinander und zu den Laserspots ändern.

Als Diagnostik wurden neben einigen in Abbildung 4.3 nicht gezeigten Pinhole-Kameras drei Röntgenspektrometer (siehe Abschnitt 3.1) eingesetzt. Dabei wurde nur für das Spektrometer unter  $120^\circ$ , das zur Streusignalmessung diente, ein gekrümmter HOPG-Kristall in von-Hamos-Geometrie verwendet. Die anderen zwei wurden



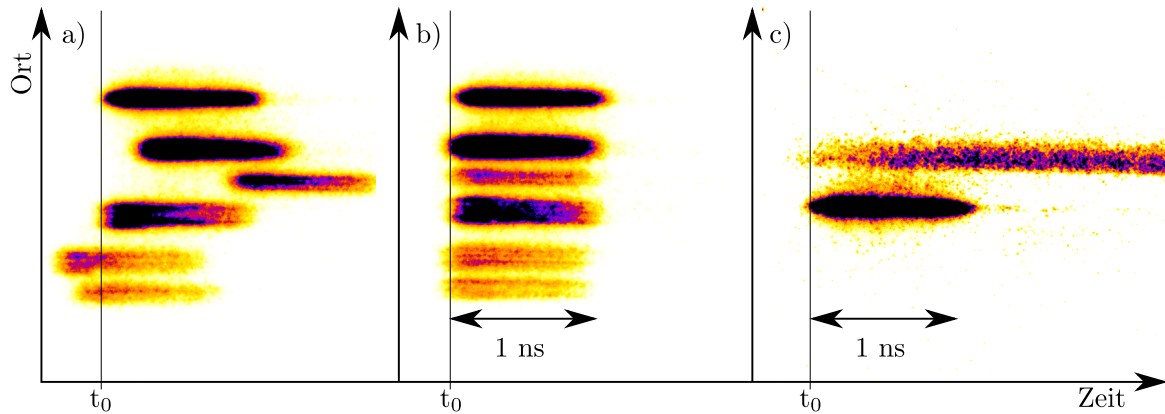
**Abbildung 4.3:** Aufbau des Experiments zur Röntgenthomonstreuung an schockkomprimiertem Lithium. Für eine detaillierte Beschreibung siehe Text.

#### 4.1.1 Timing

Um den zeitlichen Verlauf der Kompression der Lithiumfolie zu bestimmen, mussten alle acht Laserpulse zueinander synchronisiert werden. Dies wurde über variable Verzögerungsstrecken in der Strahlführung realisiert und mithilfe einer *Schmierbildkamera* der Firma Hamamatsu überprüft. Abbildung 4.4 zeigt den so aufgenommen Pulsverlauf. Zunächst wurden die Längen der Verzögerungsstrecken grob eingestellt und die Backlighterpulse übereinander auf den Eintrittsspalt der Kamera fokussiert (a). Daraus wurde der zeitliche Abstand ermittelt und die Verzögerungsstrecken zentimetergenau aneinander angepasst (b). Anschließend wurden die beiden Heizpulse (hier nur für einen gezeigt) auf dieselbe Weise zu einem dieser Pulse synchronisiert (c).

Die auf diese Weise erreichbare Genauigkeit ist durch die Auflösung der Schmierbildkamera, die zeitliche Stabilität der Pulse und die Präzision bei der Einstellung der Verzögerungsstrecken begrenzt und lag hier bei 30 ps. Die Verzögerungsstrecken der Backlighterpulse waren auf einer motorisierten Schiene montiert, die hochpräzise verfahren werden konnte. Dadurch konnte das Delay zwischen Heizpulsen und Röntgenpuls während des Experiments verändert werden, ohne die Strahlführung bis

zur Plastikfolie neu justieren zu müssen. Das erreichbare Zeitfenster lag bei  $2 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 8 \text{ ns}$ , wobei  $\Delta t$  die Zeit zwischen der ansteigenden Flanke des Heizpulses und der Mitte der Backlighterpulse bezeichnet.



**Abbildung 4.4:** Das Timing der Laserpulse zueinander wurde mithilfe einer Schmierbildkamera überprüft und eingestellt. In a) ist der zeitliche Abstand der Backlighterpulse zueinander nach der Grobjustage gezeigt. Anhand dieser Abstände wurden die optischen Weglängen angepasst, so dass alle Pulse zueinander synchronisiert waren (b). Zu einem dieser Pulse wurden dann die Heizpulse synchronisiert (c).

#### 4.1.2 Röntgenquelle

Als Röntgenquelle wurde in diesem Experiment die charakteristische  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie von Chlor verwendet. Diese Strahlung ist mit einer Linienbreite von  $\Delta E/E \approx 2 \times 10^{-3}$  relativ schmalbandig und lässt sich mit einer sehr hohen Effizienz erzeugen. Die Konversionseffizienz von Laserenergie  $E_L$  in Röntgenstrahlung ist definiert als

$$\eta = \frac{n_\gamma E_\gamma}{E_L} \quad (4.1)$$

wobei  $n_\gamma$  die Anzahl der emittierten Photonen mit der Energie  $E_\gamma$  der betrachteten Röntgenlinie bedeutet. Die Röntgenemission stammt aus dem lasererzeugten Plasma auf der Plastikfolie, deshalb hängt  $\eta$  wesentlich von den Laserparametern ab. Vorherige Experimente haben gezeigt [Urry *et al.*, 2006], dass die Effizienz für frequenzverdoppeltes Licht bei 527 nm deutlich größer ist, als für Laserlicht bei der Grundwellenlänge von 1054 nm (siehe Abbildung 4.5). So wurden Effizienzen von bis zu 0.3 % gemessen. Die Chlor- $\text{Ly}_\alpha$ -Strahlung wird vor allem in der sich schnell ausdehnenden heißen Korona erzeugt [Kauffman, 1991, Glenzer u. Redmer, 2009] und in den vollen Raumwinkel  $4\pi$  emittiert. Um zu verhindern, dass eine direkte Sichtlinie von dem Chlorplasma zu den Spektrometern existierte, befand sich die Plastikfolie innerhalb eines kegelförmigen, an der Spitze offenen Kupferschildes.

Zusätzlich war eine Silberfolie mit einer 300  $\mu\text{m}$  großen Lochblende in der Öffnung des Kupferkegels angebracht, die dazu diente, den Raumwinkel der emittierten Röntgenstrahlung einzuschränken, so dass nur ein  $\sim 600 \mu\text{m}$  großer Bereich der Lithiumfolie bestrahlt wurde. Dies ist kleiner als der Bereich, der von den Heizlasern getroffen wurde, so dass auf diese Weise sichergestellt werden konnte, dass in dem Streusignal kein Beitrag aus dem unkomprimierten Randbereich der Lithiumfolie enthalten ist. Zusätzlich erlaubt dieser Aufbau die direkte Messung der emittierten Strahlung, sowohl hinter dem Kegel, als auch transmittiert durch die Lithiumfolie hindurch (siehe auch Abbildung 4.3). In Abbildung 4.6 sind exemplarisch Bilder und Spektren der Quelle, sowohl in Transmission als auch direkt, dargestellt. Die charakteristische Doppelstruktur von  $\text{Cl Ly}_\alpha$ <sup>1</sup> [Grant *et al.*, 1980] ist klar zu erkennen.

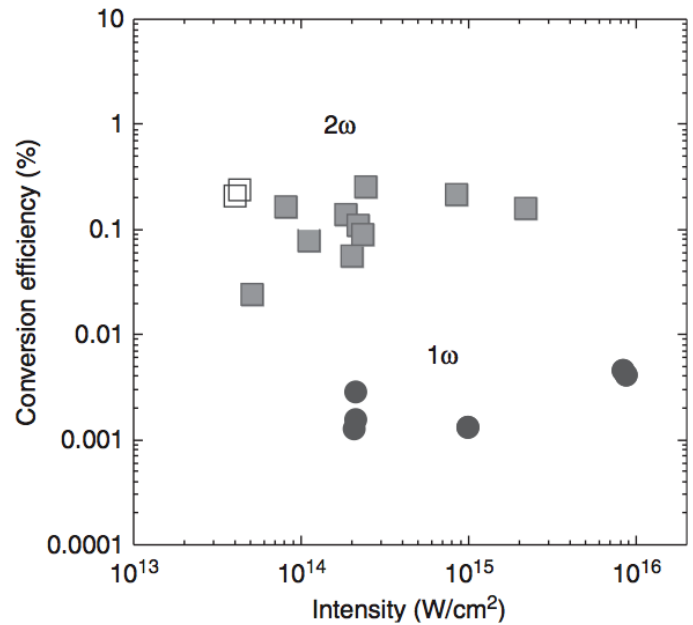
In dem Spektrum der transmittierten Strahlung sind die Satellitenlinien bis hin zur Linie aus dem Übergang  $2p^2 \rightarrow 1s2p$  mit  $E_\gamma = 2928 \text{ eV}$  sichtbar, bei dem rückwärtigen Spektrometer wurde das Spektrum durch die Apertur bei  $E_\gamma \approx 2935 \text{ eV}$  abgeschnitten.

Um aus den aufgenommenen Spektren die Konversionseffizienz 4.1 berechnen zu können, muss zunächst die Effizienz der Spektrometer  $\eta_{\text{spec}}$  bestimmt werden. Diese setzt sich zusammen aus der Transmission der Filter im Spektrometer  $\tau_F$ , der integrierten Reflektivität  $R_{\text{int}}$  und der Spektrometergeometrie. Insgesamt gilt

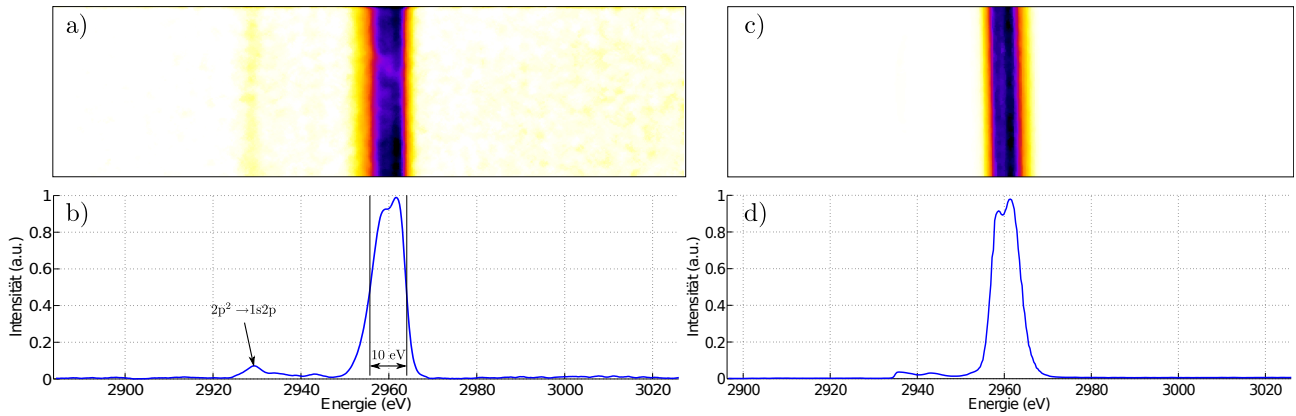
$$\eta_{\text{spec}} = \tau_F R_{\text{int}} \frac{w}{4\pi d}. \quad (4.2)$$

Hierbei ist  $w/4\pi d$  der Anteil der emittierten Strahlung, der den Detektor erreicht.  $w$  ist die Breite der Linie in nicht-dispersiver Richtung (in Bild 4.6 senkrecht) und  $d$  ist die optische Weglänge von der Quelle bis zum Detektor. Als Filter wurde für das Spektrometer in Transmission eine 15  $\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie, eine 25  $\mu\text{m}$  dicke Polyethylenterephthalat-Folie (Mylar) und eine 25  $\mu\text{m}$  dicke Berylliumfolie verwendet. Das rückwärtige Spektrometer war mit einem Filter aus einer 30  $\mu\text{m}$  dicken Mylarfolie versehen, die zusätzlich mit 100 nm Aluminium beschichtet war, um sichtbares Licht zu blockieren. Die sich daraus ergebenden Transmissionen wurden aus [Henke *et al.*, 1993] berechnet. Tabelle 4.1 listet die Parameter für Gleichung 4.2 der beiden Spektrometer auf und die sich daraus ergebenden Konversionseffizienzen.

<sup>1</sup> Die Linien entsprechen den Übergängen  $2p_{1/2} \rightarrow 1s$  bei  $E_\gamma = 2958.5 \text{ eV}$  und  $2p_{3/2} \rightarrow 1s$  bei  $E_\gamma = 2962.4 \text{ eV}$ .



**Abbildung 4.5:** Die Konversionseffizienz von Laserlicht in Röntgenlinienemission für Chlor  $\text{Ly}_\alpha$  in verschiedenen Intensitätsbereichen und bei  $1\omega$  (Kreise) und  $2\omega$  (Quadrate). Grafik entnommen aus [Urry *et al.*, 2006].



**Abbildung 4.6:** Das Spektrum der Röntgenquelle im Bereich der Chlor  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie. In a) und b) sind das Bild und das dazugehörige Spektrum des Spektrometers für transmittierte Strahlung dargestellt, c) und d) zeigen die entsprechenden Daten des rückwärtigen Spektrometers. Die hier gezeigten Daten stammen von einem Referenzschuss ohne Lithiumfolie, um die Quellstrahlung zu charakterisieren.

Spektrometer	$\tau_F$	$R_{int}/\text{mrad}$	$w/\text{mm}$	$d/\text{mm}$	$\eta_{spec}$
transmittiert	$0.021 \pm 0.001$	$0.4 \pm 0.04$	6.25	360	$(1.3 \pm 0.2) \times 10^{-8}$
direkt	$0.56 \pm 0.03$	$0.4 \pm 0.04$	11.5	540	$(3.8 \pm 0.5) \times 10^{-7}$

**Tabelle 4.1:** Parameter und Effizienzen der Spektrometer

Das Spektrometer für die transmittierte Strahlung diente vor allem dazu, die Emissionscharakteristik des Chlor-Plasmas in Richtung der Lithiumfolie zu bestimmen. So konnte das direkt messende Spektrometer kreuzkalibriert und als Referenz für die Quellstärke verwendet werden. Für dieses wurde als Detektor eine absolut kalibrierte Image Plate (siehe Abschnitt 3.1.2) verwendet, so dass aus dem gemessenen Signal (Abbildung 4.6c) mit den Daten aus Tabelle 4.1 die absolute Anzahl an erzeugten Photonen und damit  $\eta$  (Gleichung 4.1) berechnet werden konnte. Für 300 J eingekoppelter Laserenergie wurde ein integriertes Röntgensignal am Spektrometer mit einer Energie von  $E = (3.7 \pm 0.2) \times 10^{-8}$  J gemessen. Mit  $\eta_{spec}$  folgt die Gesamtanzahl der Photonen  $n_\gamma = (2.1 \pm 0.15) \times 10^{14}$  und damit  $\eta = (3.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ . Diese Effizienz ist um einen Faktor 3 geringer, als aus [Urry *et al.*, 2006] erwartet. Eine Optimierung der Quelle durch Variation der Laserintensität wurde während des Experiments versucht, führte aber nicht zu einer Erhöhung des Signals.

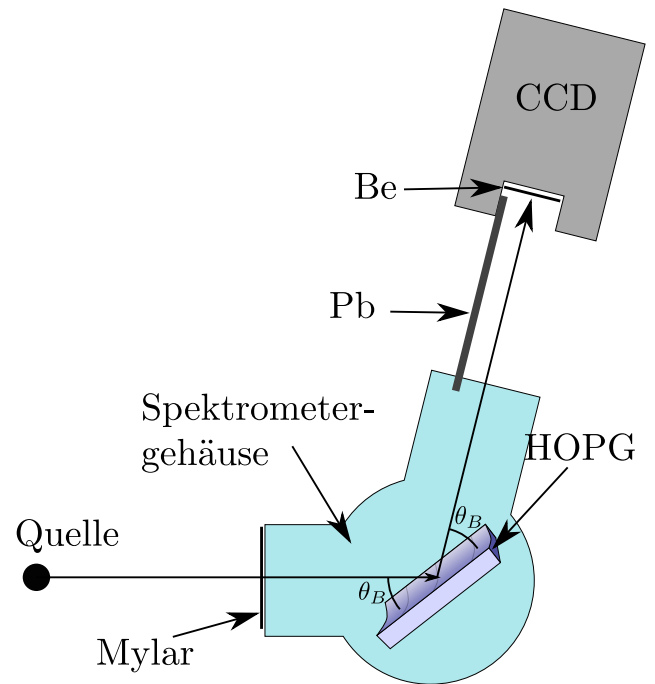
Der Anteil der erzeugten Photonen, der die Lithiumfolie trifft, wird durch den Raumwinkel begrenzt, der von der Silber-Lochblende definiert wird (siehe Abbildung 4.3), also  $\eta_{LB} = A/4\pi R^2 = 5.6 \times 10^{-3}$  mit  $A$  der Fläche der Lochblende und  $R$  dem Abstand zur Quelle. Mit  $n_\gamma$  ergibt sich



daraus die Anzahl der Röntgenphotonen, die das Lithium erreichen und zur Streuung beitragen zu  $n_{\gamma, Li} = (1.17 \pm 0.08) \times 10^{12}$ .

### 4.1.3 Streuspektrometer

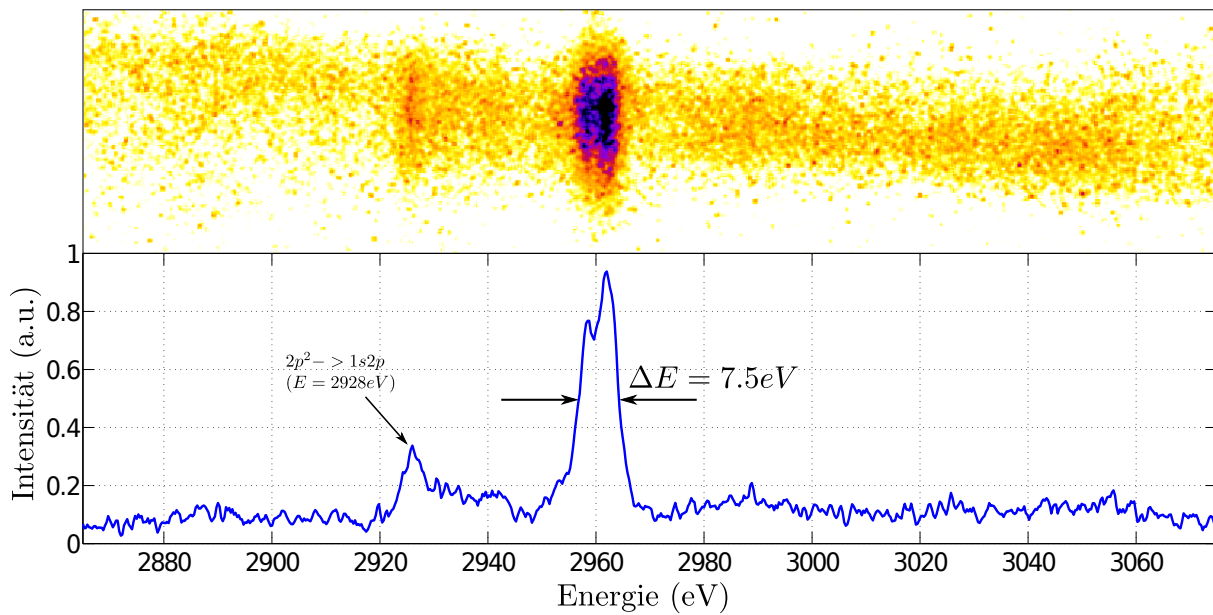
Zur Messung des gestreuten Signals wurde ein Röntgenspektrometer mit einem zylindrischen HOPG-Kristall in von-Hamos-Geometrie (siehe Abschnitt 3.1) bei einem Streuwinkel von  $120^\circ$  eingesetzt. Zur Detektion diente eine absolut kalibrierte, gekühlte Röntgen-CCD-Kamera (Charge-coupled Device) vom Typ DX 440 der Firma Andor Technology. Diese besitzt nach Angabe des Herstellers bei der Röntgenenergie von 2.96 keV eine Quanteneffizienz von 95%. Die direkte Sichtlinie von der Quelle zur Kamera wurde durch eine 5 mm dicke Bleiabschirmung geblockt (siehe Abbildung 4.7), um den Röntgenhintergrund zu minimieren. Damit die absolute Stärke des gestreuten Signals bestimmt werden kann, muss auch hier die Spektrometereffizienz berechnet werden. Dies geschieht analog zu Abschnitt 4.1.2, allerdings muss Gleichung 4.2 anders interpretiert werden. Durch den fokussierenden Effekt der Kristalle wird der Anteil der Strahlung, die den Detektor erreicht, nur durch die Geometrie des Kristalls bestimmt. Deshalb ist in diesem



**Abbildung 4.7:** Anordnung der Komponenten des Streuspektrometers.

Fall  $w$  der Länge des Kristalls in nicht-dispersiver Richtung, also entlang der Krümmung und  $d$  ist der Abstand zwischen Quelle und Kristall. Als Filter wurde eine  $25 \mu\text{m}$  dicke Berylliumfolie sowie eine  $25 \mu\text{m}$  dicke Mylarfolie eingesetzt. Beryllium wurde verwendet, da es für Licht im sichtbaren Bereich und niederenergetische Röntgenstrahlung opak ist, aber transparent für die hier verwendete Strahlung bei 2.96 keV. Die Mylarfolie diente als Schutz für den Kristall. Es ergibt sich mit der integrierten Reflektivität des Kristalls  $R_{int} = (3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$  eine Effizienz von  $\eta_{spec} = (4.1 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ .

Die Energieauflösung des Spektrometers wird durch die Dicke des HOPG-Kristalls (siehe Abschnitt 3.1.1), der Genauigkeit bei der Justage der Komponenten und der Ausdehnung der Quelle bestimmt. Die daraus abgeschätzte Auflösung von  $\Delta E/E \approx 5 \times 10^{-4}$  wurde überprüft, indem mit dem Streuspektrometer die direkte Strahlung der Chlor- $\text{Ly}_\alpha$ -Linie aufgenommen wurde. Das aufgenommene Bild samt Spektrum ist in Abbildung 4.8 dargestellt, die gemessene Linienbreite von  $\Delta E \approx 7.5 \text{ eV}$  entspricht der Abschätzung unter Berücksichtigung der Linienbreite der Chlor- $\text{Ly}_\alpha$ -Quelle von  $\Delta E \approx 6 \text{ eV}$  relativ gut.

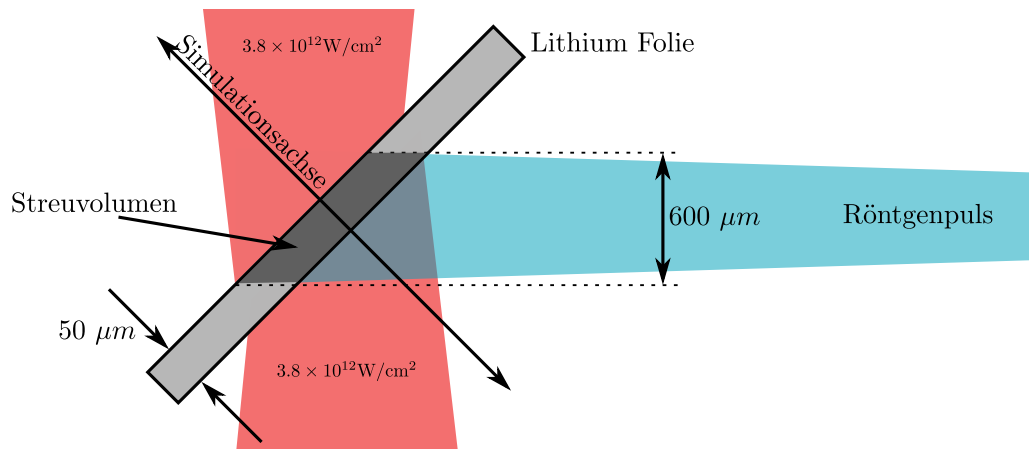


**Abbildung 4.8:** Spektrum der Quelle im Streuspektrometer. Die Linienbreite setzt sich zusammen aus der Linienbreite der Quelle und der Auflösung des Spektrometers.

## 4.2 Simulation der Plasmabedingungen

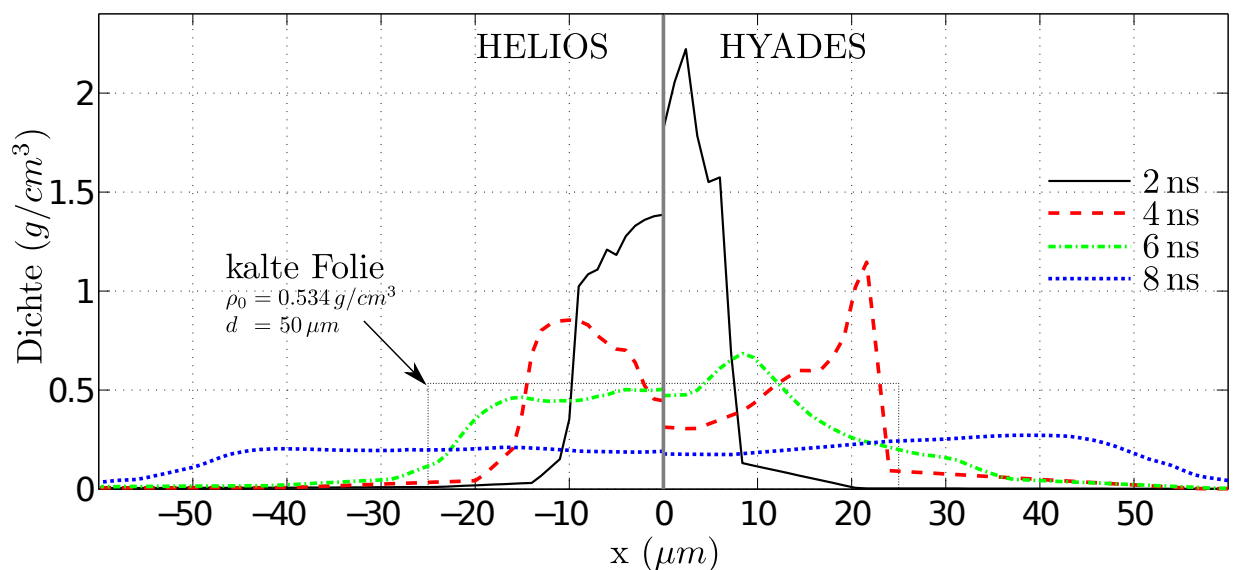
Auf Basis der präzise charakterisierten Laserparameter der Heizlaser wurde die zeitliche Entwicklung der Plasmaeigenschaften mit den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Methoden simuliert. Hierfür kamen die Simulationscodes HELIOS-CR sowie HYADES zum Einsatz. Bei HELIOS-CR wurde die PROPACEOS-Zustandsgleichung [MacFarlane *et al.*, 2006] und ein Ionisationsmodell auf Basis der *quodidian equation of state* (QEOS) [More *et al.*, 1988] für stark gekoppelte Plasmen eingesetzt, während HYADES mit der SESAME-Zustandsgleichung [Larsen u. Lane, 1994, Lyon u. Johnson, 1992] arbeitet. Für die Rechnungen wurde die in Abschnitt 4.1 ermittelte Intensität von  $3.8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  senkrecht zum Laserstrahl oder  $2.7 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  parallel zur Folienoberfläche mit einer Pulslänge von 4 ns verwendet. Da der HELIOS-Code keine simultane Bestrahlung von beiden Seiten rechnen kann, wurde stattdessen nur ein Heizpuls und eine Folie der halben Dicke angenommen. Plasmaexpansion von der Rückseite, die dadurch der Mitte der realen Folie entsprach, wurde in dieser Simulation deaktiviert. Das resultierte in einer einzelnen Schockwelle, die, sobald sie die Zone durchlaufen hat, reflektiert wurde. Diese Methode ahmte die Situation der beiden gegeneinander propagierenden Schockwellen nach. Mit HYADES konnten sowohl beide Laserpulse in der Simulation integriert werden, als auch ein einzelner, der in der Mitte reflektiert wird. Die Unterschiede zwischen diesen beiden Situationen waren vernachlässigbar klein. Da der Durchmesser des Laserspots deutlich größer war als die Dicke der Folie, konnte in den Simulation von einer eindimensionalen Schockpropagation ausgegangen werden. Die Geometrie für die Simulationen ist in Abbildung 4.9 schematisch darge-



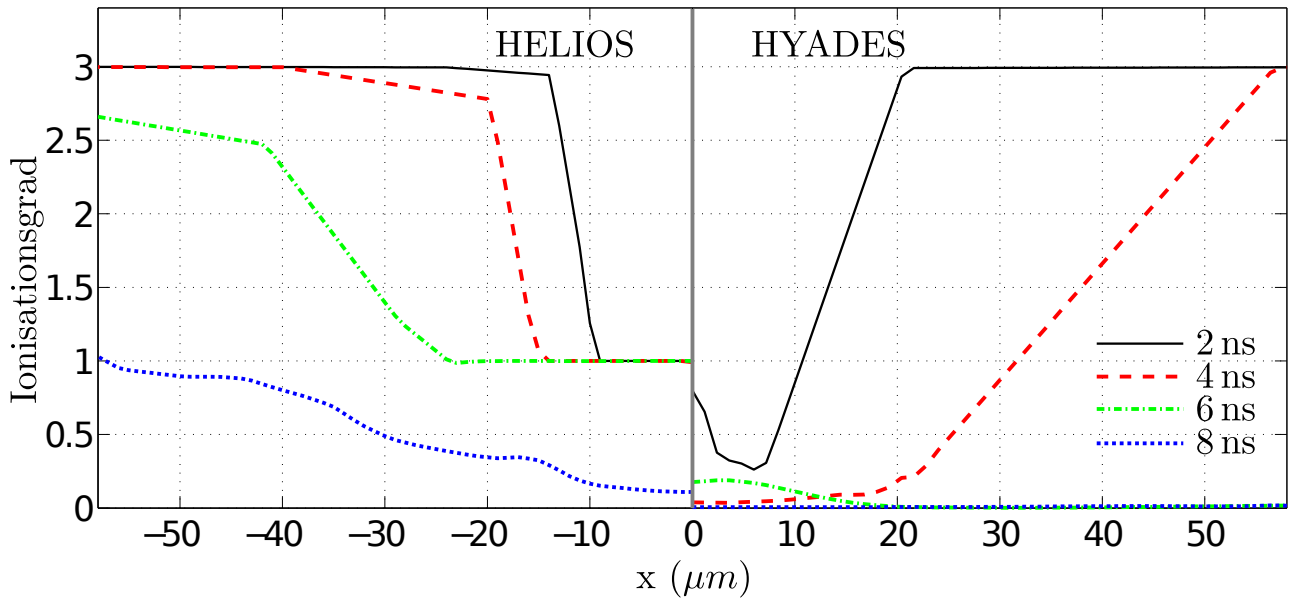


**Abbildung 4.9:** Geometrie der Simulation. Die Schockwellenpropagation wurde senkrecht zur Oberfläche berechnet. Die Ausdehnung des komprimierten Bereiches ist geringfügig größer, als der von der Röntgenstrahlung getroffene Bereich.

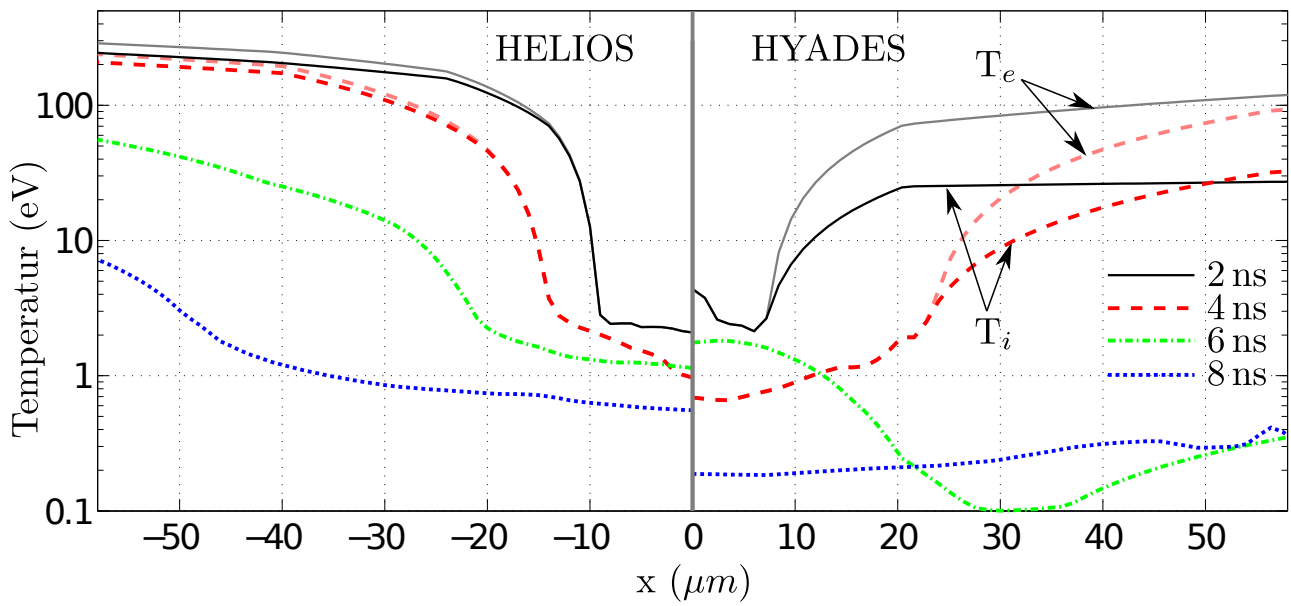
stellt. Die so berechneten Verteilungen für Dichte, mittleren Ionisationsgrad und Temperatur sind in den Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 für verschiedene Zeitpunkte nach dem Beginn der Heizlaser dargestellt. Um die Ergebnisse der beiden Codes besser vergleichen zu können, wurden auf der linken Seite der Grafiken jeweils die Ergebnisse der HELIOS-Rechnung aufgetragen und auf der rechten Seite die Ergebnisse der HYADES-Rechnung. Aus den Positionen der Schockfront zu den jeweiligen Zeiten wurde die Geschwindigkeit der Schockwelle zu  $v_s \sim 22 \text{ km/s}$  berechnet. Die Überlagerung der Schockwellen von beiden Seiten beginnt daher nach  $\Delta t \sim 1.2 \text{ ns}$ .



**Abbildung 4.10:** Dichteprofil der Lithiumfolie zu verschiedenen Zeitpunkten relativ zum Heizlaser.



**Abbildung 4.11:** Mittlerer Ionisationsgrad des Lithiums.



**Abbildung 4.12:** Temperaturverlauf der Lithiumfolie. In der Korona sind die Elektronentemperatur  $T_e$  und Ionentemperatur  $T_i$  deutlich verschieden, dieser Bereich liegt nur bei den frühen Zeiten innerhalb des Simulationsvolumens.

### 4.3 Ergebnisse

Mit dem in diesem Experiment verwendeten Streuwinkel  $\theta = 120^\circ$  und der Photonenenergie  $E_i = 2.96$  keV folgt aus Gleichung 2.26 für den Betrag des Streuvektors  $k = |\mathbf{k}| = 2.6$  Å. Daraus folgt mit Gleichung 2.30 der Energieübertrag bei Comptonstreuung an Elektronen  $\Delta E_C = 25$  eV. Die Bindungsenergie der inneren Elektronen von Lithium liegt bei  $E = 54.7$  eV [BEARDEN u. BURR, 1967], diese können also nicht durch die Streuung ionisiert werden. Aus den Rechnungen in Abschnitt 4.2 ist zu erwarten, dass die Lithiumatome durch die Heizlaser bereits einfach ionisiert werden, so dass kaum Elektronen in der äußeren Schale vorhanden sind. Deswegen kann inelastische Streuung an gebundenen Elektronen nicht zur Streuung beitragen (Abbildung 2.8), sondern es tritt nur elastische Streuung an gebundenen und inelastische Streuung an freien Elektronen auf.

Um den Streuparameter  $\alpha$  zu bestimmen, muss aufgrund der hohen Elektronendichte in komprimiertem Lithium die Entartung der Elektronen für die Berechnung der Abschirmung berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.2.3). Unter Verwendung der in Abschnitt 4.2 bestimmten Wertebereiche der Plasmaparameter folgt für die effektive Temperatur (Gleichung 2.41)  $4.5 \text{ eV} < T_{eff} < 8 \text{ eV}$ . Daraus ergibt sich der Streuparameter zu  $0.45 < \alpha < 0.6$ . Also ist  $k$  kleiner als die effektive Abschirmlänge  $\lambda_{eff,D}$ , so dass die Streuung von nichtkollektiven Effekten dominiert wird.

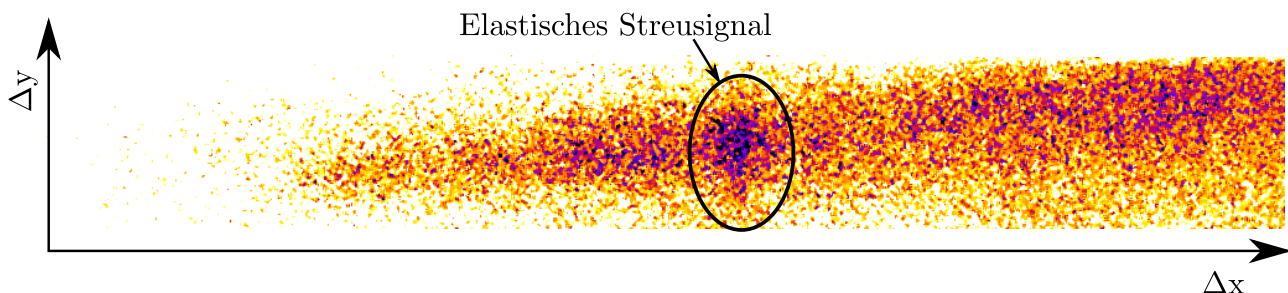
In Abbildung 4.13 ist eine Aufnahme eines Streusignals für eine Verzögerung von  $\Delta t = 2$  ns dargestellt. Der elastisch gestreute Anteil ist klar zu erkennen. Bedingt durch die begrenzte spektrale Auflösung der Streudiagnostik, die sich aus der Auflösung des Spektrometers und der Linienbreite der Quelle zusammensetzt, ist die Frequenzabhängigkeit in  $S_{ii}(\mathbf{k}, \omega)$  nicht erkennbar. Für eine Auflösung des inelastisch gestreuten Anteils war das Signal-Rausch-Verhältnis zu niedrig. Aus diesem Grund wurde das Verhältnis aus vollständiger gestreuter Leistung  $P_s(\mathbf{k})$  zu einfallender Leistung  $P_0$  bestimmt. Dieses kann analog zur frequenzabhängigen Leistung  $P_s(\mathbf{k}, \omega)$  aus Gleichung 2.35 in Abhängigkeit vom frequenzintegrierten statischen Ionenstrukturfaktor  $S_i(\mathbf{k}) = |f_I(\mathbf{k}) + q(\mathbf{k})|^2 S_{ii}(\mathbf{k})$  (siehe Abschnitt 2.2.5) geschrieben werden:

$$P_s(\mathbf{k})/P_0 = n_e \cdot L \sigma_T |f_I(\mathbf{k}) + q(\mathbf{k})|^2 S_{ii}(\mathbf{k}) \quad (4.3)$$

mit  $L$  der Länge der Probe entlang der Richtung der einfallenden Strahlung. Diese Formel ist gültig, wenn angenommen werden kann, dass die Werte für  $n_e$ ,  $f_I(\mathbf{k})$ ,  $q(\mathbf{k})$  und  $S_{ii}(\mathbf{k})$  in dem Streuvolumen homogen sind. Ein Vergleich mit Abschnitt 4.2 zeigt jedoch, dass Dichte, Temperatur und Ladungszustand in dem untersuchten Bereich entlang der Simulationsachse stark variieren. Deshalb wurde das Streuvolumen in Zellen der Dicke  $\Delta x$  zerlegt, die klein genug waren, dass sich die Plasmaparameter innerhalb der Zellen nicht änderten [Kugland *et al.*, 2009]. Die insgesamt gestreute Leistung ist dann die Summe über die Beiträge sämtlicher Zellen:

$$P_s(\mathbf{k})/P_0 = \sigma_T \sum_x \Delta x n_e(x) |f_I(\mathbf{k}, x) + q(\mathbf{k}, x)|^2 S_{ii}(\mathbf{k}, x). \quad (4.4)$$

Für Ionen liegt der Kopplungsparameter (Gleichung 2.8) aufgrund der hohen Dichte bei  $\Gamma_{ii} \approx 5$ . Zur Berechnung der Parameter  $f_I(\mathbf{k}, x)$ ,  $q(\mathbf{k}, x)$  und  $S_{ii}(\mathbf{k}, x)$  konnte deshalb in diesem Experiment nicht



**Abbildung 4.13:** Aufnahme des gestreuten Signals an geheiztem Lithium ( $\Delta t = 2$  ns). Hier ist  $\Delta x$  die dispersive Richtung des Spektrometers und  $\Delta y$  die fokussierende Richtung. Das elastisch gestreute Signal (Ionenpeak) ist deutlich zu erkennen, für eine Auflösung des inelastischen Anteils aus Streuung an freien Elektronen ist das Signal-Rausch-Verhältnis aber zu niedrig (siehe auch Abbildungen 4.14-4.17).

von einem schwach gekoppelten System ausgegangen werden. Das einfache *Debye-Hückel*-Modell ist damit nicht in der Lage, die Struktur zu beschreiben, so dass stattdessen das SOCP-Modell (*Screened One Component Plasma*) verwendet wurde (siehe Abschnitte 2.2.5 und 2.2.6). In Tabelle 4.2 sind für einige Werte von  $\rho$  und  $T$  die mit diesem Modell berechneten Werte für  $f_I$ ,  $q$ ,  $S_{ii}$  und  $S_i$  aufgelistet.

$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$T_{e,i}$ (eV)	$f_I(\mathbf{k})$	$q(\mathbf{k})$	$S_{ii}(\mathbf{k})$	$S_i(\mathbf{k})$
0.50	1.0	1.78	0.20	1.11	4.36
0.50	2.0	1.78	0.19	1.03	3.99
0.50	3.0	1.78	0.18	0.99	3.80
0.75	1.0	1.78	0.23	1.03	4.16
0.75	2.0	1.78	0.22	0.96	3.85
0.75	3.0	1.78	0.21	0.93	3.71
1.00	1.0	1.78	0.25	0.90	3.70
1.00	2.0	1.78	0.24	0.87	3.58
1.00	3.0	1.78	0.24	0.87	3.54
1.25	1.0	1.78	0.27	0.76	3.19
1.25	2.0	1.78	0.26	0.79	3.30
1.25	3.0	1.78	0.26	0.81	3.36

**Tabelle 4.2:** Die im SOCP-Modell ermittelten Werte für  $f_I$ ,  $q$ ,  $S_{ii}$  und  $S_i$  für verschiedene Plasmazustände. Hier ist  $Z = 1$  für alle aufgelisteten Rechnungen. Das Verhältnis aus gestreuter zu einfallender Leistung  $P_s/P_0$  aus der betrachteten Plasmazelle ist direkt abhängig von  $S_i(\mathbf{k})$ .

Unter Berücksichtigung der Energieauflösung des Spektrometers und der Linienbreite der Quelle kann mit dem SOCP-Modell für gegebene Plasmaparameter das frequenzabhängige Streuspektrum si-

muliert werden. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit die XRS-Software eingesetzt, die von Gianluca Gregori in Anlehnung an [Gregori *et al.*, 2003] und [Gregori *et al.*, 2007] entwickelt wurde. Damit wurde für jede Plasmazelle aus Gleichung 4.4 ein separates Spektrum berechnet und die Überlagerung des Streubeitrags aller Zellen ermittelt. Diese Überlagerung entspricht dem im Experiment tatsächlich gemessenen Signal.

In den Abbildungen 4.14 bis 4.17 sind für die Zeiten  $\Delta t = [2, 4, 6, 8]$  ns die so ermittelten simulierten Spektren zusammen mit den im Experiment aufgenommenen Spektren dargestellt. Neben dem starken elastisch gestreuten Signal ist im simulierten Spektrum der schwache Anteil aus inelastischer Comptonstreuung an freien Elektronen zu erkennen. Dieser ist durch den Dopplereffekt verbreitert und energetisch um  $\Delta E_C = 25$  eV verschoben aber deutlich schwächer als der elastische Anteil, so dass er in diesem Experiment wegen des starken Hintergrundrauschens nicht auflösbar ist.

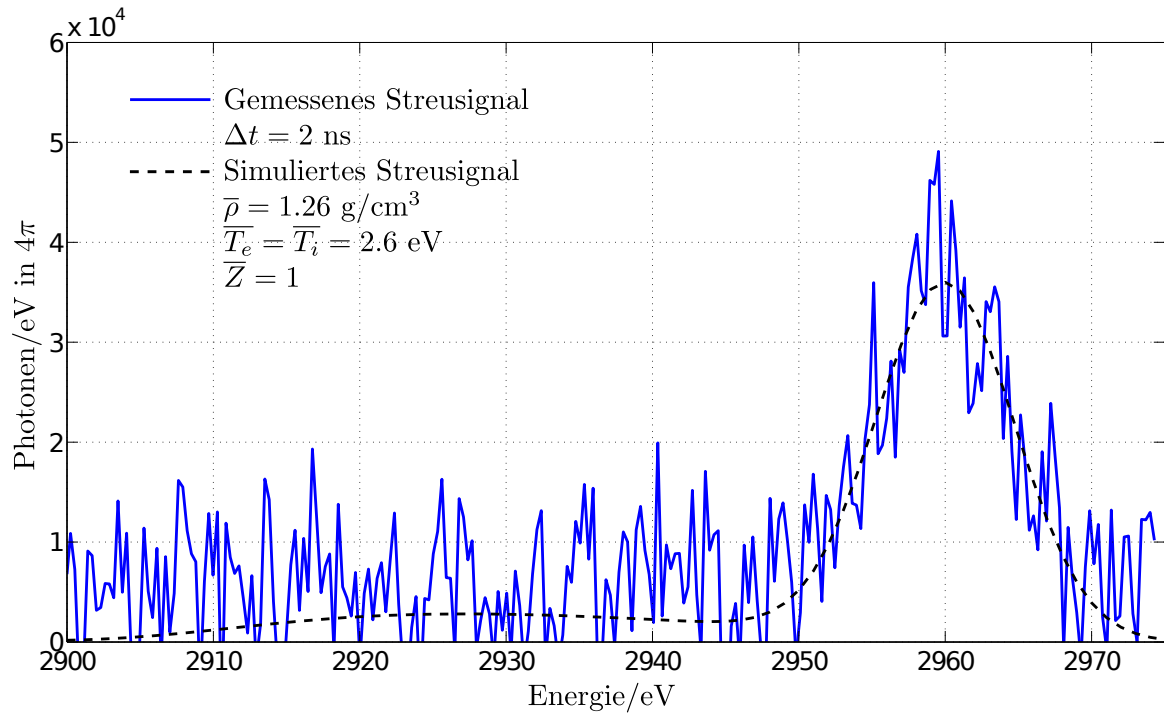
Da Dichte, Temperatur und Ionisationszustand für jeden Datensatz einen breiten Bereich überspannen, wurden für diese Parameter Durchschnittswerte ermittelt. Dafür wurde über das komplette Volumen integriert und mit der Dichte der Elektronen gewichtet, die zum elastischen Streusignal beitragen:  $n'_e = n_i(f_I + q)^2$ . Damit ergibt sich:

$$\bar{Y}(k) = \frac{\sum Y(k, x) n_i(x) [f_I(k, x) + q(k, x)]^2 \Delta x}{\sum n_i(x) [f_I(k, x) + q(k, x)]^2 \Delta x} \quad (4.5)$$

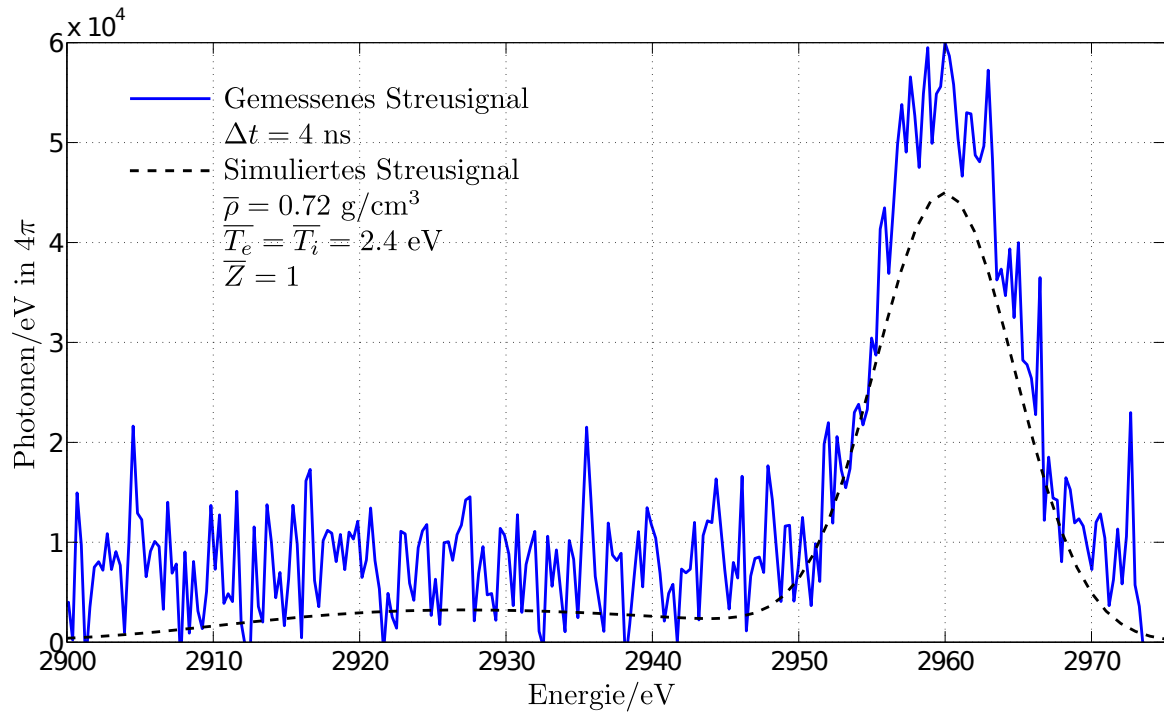
wobei für  $Y(k, x)$  der jeweils betrachtete Parameter einzusetzen ist. Auf diese Weise wurden auch Durchschnittswerte für den Streuparameter  $\alpha$  und den Kopplungsparameter der Ionen  $\Gamma_{ii}$  berechnet. In Tabelle 4.3 ist der zeitliche Verlauf der so berechneten Werte aufgelistet.

$\Delta t$ (ns)	$\bar{\rho}$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\bar{T}$ (eV)	$\bar{Z}$	$\bar{\alpha}$	$\bar{\Gamma}_{ii}$
2	1.26	2.6	1.0	0.59	4.7
4	0.72	2.4	1.0	0.52	5.0
6	0.43	2.0	1.0	0.46	5.3
8	0.18	1.2	0.5	0.31	1.5

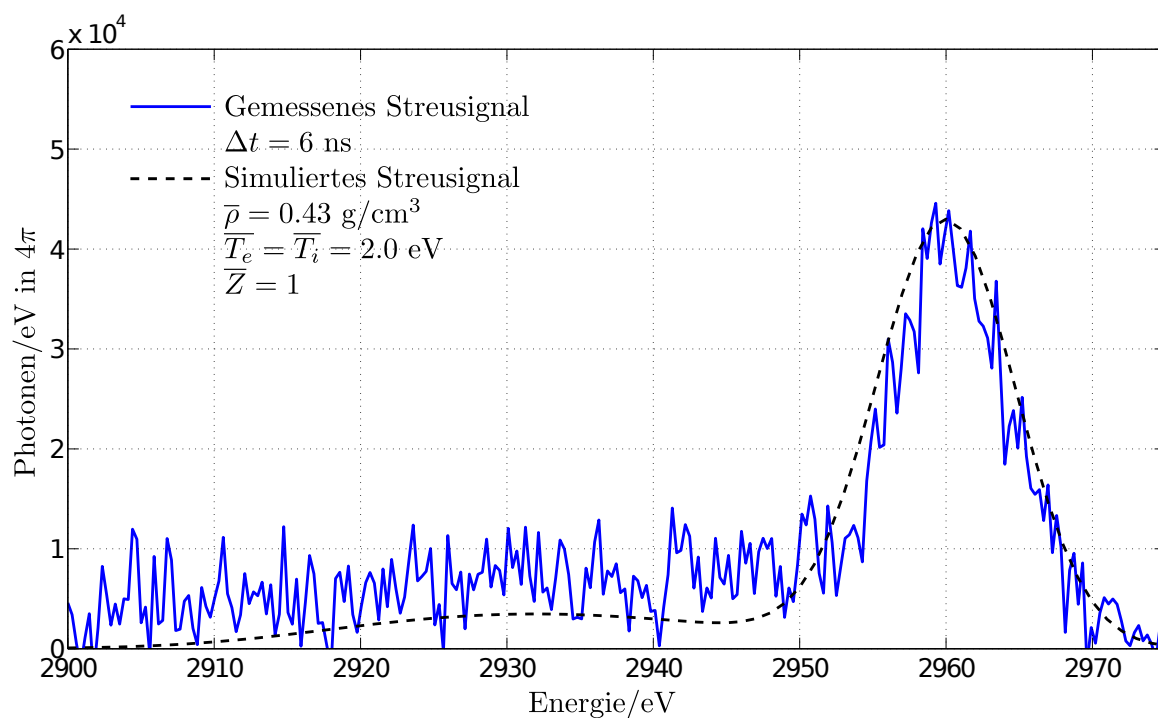
**Tabelle 4.3:** Durchschnittswerte der Plasmaparameter auf Basis der HELIOS-Simulation und des SOCP-Modells zu verschiedenen Zeitpunkten.



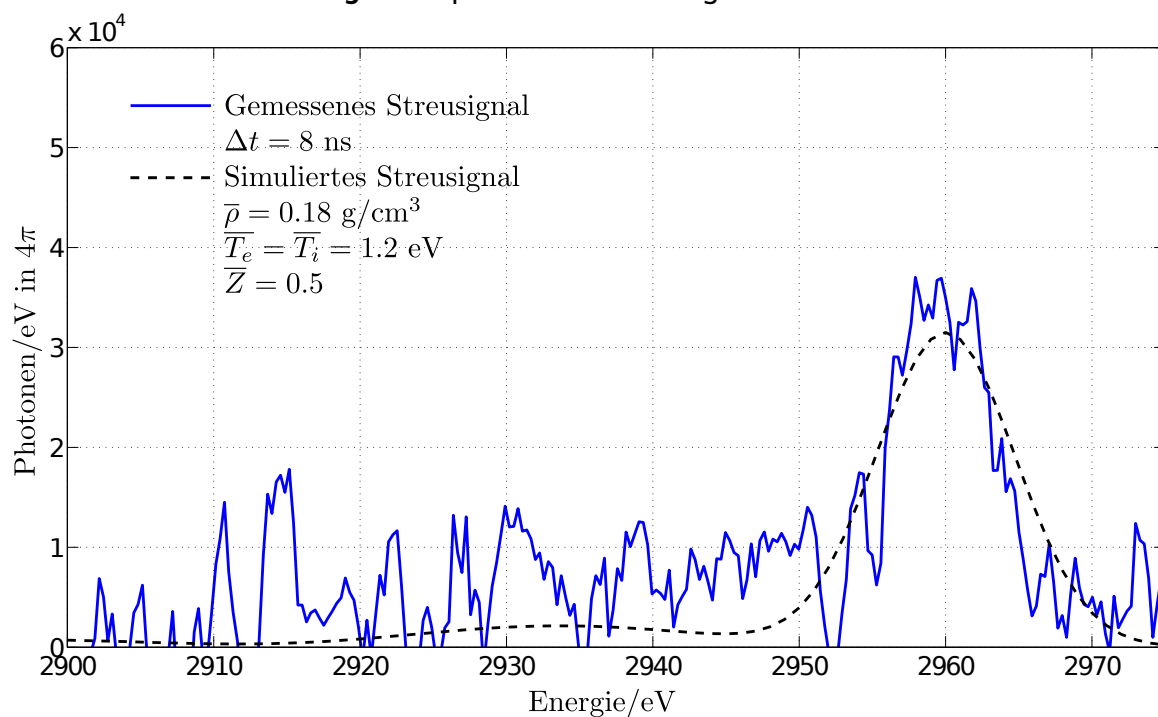
**Abbildung 4.14:** Spektrum des Streusignals bei  $\Delta t = 2 \text{ ns}$ .



**Abbildung 4.15:** Spektrum des Streusignals bei  $\Delta t = 4 \text{ ns}$ .



**Abbildung 4.16:** Spektrum des Streusignals bei  $\Delta t = 6 \text{ ns}$ .



**Abbildung 4.17:** Spektrum des Streusignals bei  $\Delta t = 8 \text{ ns}$ .

Mit der in Abschnitt 4.1.3 ermittelten Effizienz des Streuspektrometers  $\eta_{spec}$  und der in Abschnitt 4.1.2 absolut bestimmten Anzahl der Röntgenphotonen, die die Lithiumfolie erreichen,  $n_{\gamma, Li}$ , kann das Verhältnis aus gestreuter Leistung zu einfallender Leistung anhand der experimentellen Daten berechnet werden:

$$\left( \frac{P_s}{P_0} \right)_{exp} = \frac{\int N(\omega) d\omega}{n_{\gamma, Li}} \cdot \frac{1}{\eta_{spec}}. \quad (4.6)$$

Dabei ist  $N(\omega)$  die von der CCD in dem Frequenzbereich  $[\omega, \omega + d\omega]$  detektierte Röntgenintensität, welche über den elastischen Anteil des Spektrums integriert wird, um die gesamte Streuintensität zu erhalten. Dieses Verhältnis ist für jedes gemessene Spektrum ermittelt worden, und in Abbildung 4.18 über die relative Verzögerung zu den Heizpulsen aufgetragen. Die Fehlerbalken für  $\Delta t$  entsprechen der Dauer des Röntgenpulses, der durch die Backlighterlaser bestimmt wird:  $\Delta t \pm 0.5$  ns. Die Fehlerbalken von  $P_s/P_0$  folgen aus dem Hintergrundrauschen des Röntgensignals auf der Kamera, der Genauigkeit bei der Bestimmung der Spektrometereffizienz sowie der Unsicherheit bei der Ermittlung der Anzahl an Röntgenphotonen, die die Lithiumfolie erreichen.

Um zu überprüfen, welches der Modelle den gemessenen Daten am besten entspricht, wurde die mittlere quadratische Abweichung  $MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (S_i - M_i)^2$  zwischen Simulationsdaten  $S_i$  und Messwerten  $M_i$  ermittelt (Tabelle 4.4).

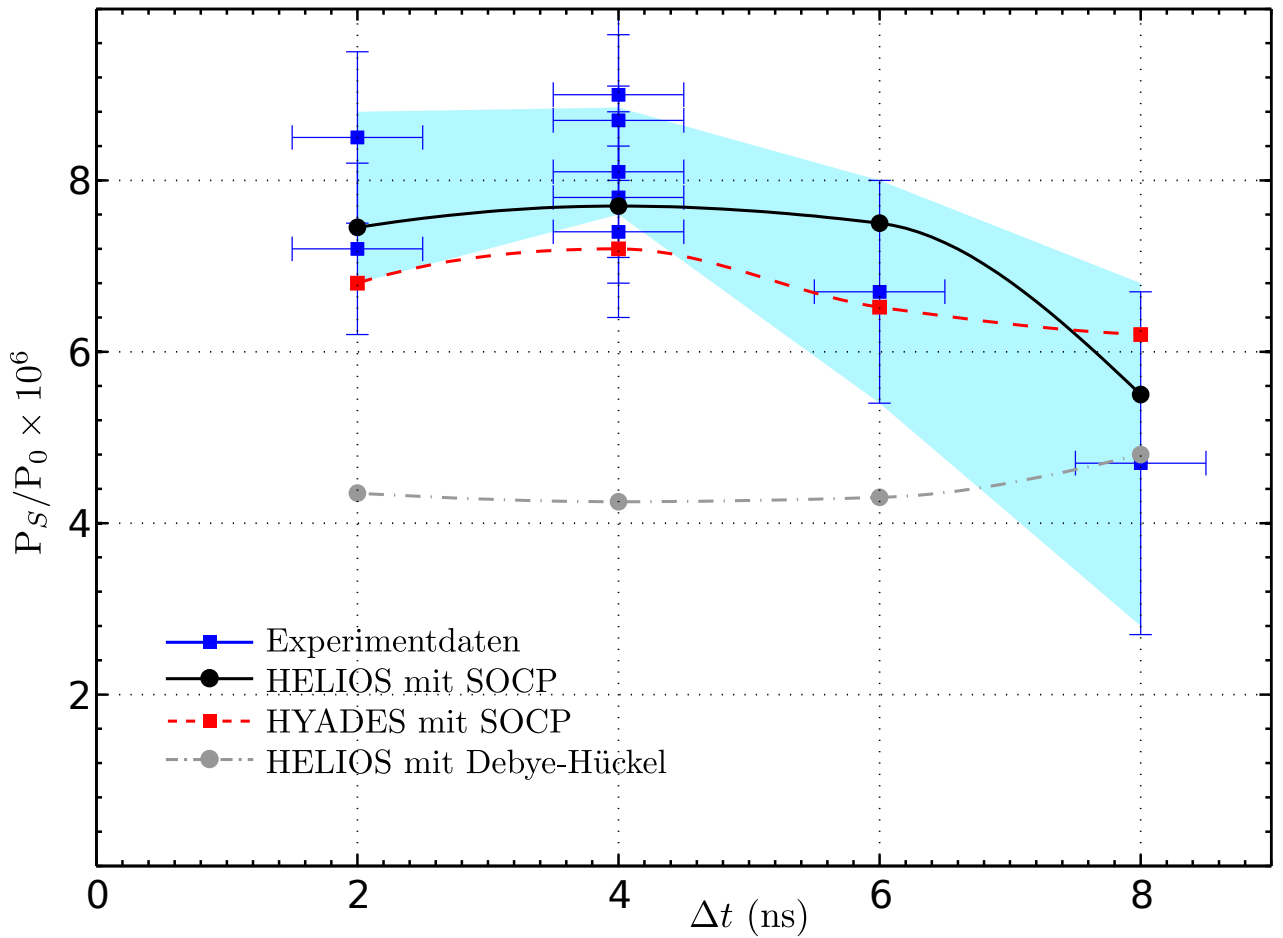
Modell	MSE
HELIOS-CR (SOCP)	$5.3 \times 10^{-13}$
HELIOS-CR (D-H)	$1.4 \times 10^{-11}$
HYADES	$1.3 \times 10^{-12}$

**Tabelle 4.4:** Mittlere quadratische Abweichung zwischen den von den Plasmamodellen vorhergesagten und den experimentell ermittelten Streuintensitäten.

Die Berechnungen von HELIOS-CR mit der PROPACEOS Zustandsgleichung und dem QEOS-Ionisationsmodell (Abschnitt 4.2) liefern in Kombination mit dem SOCP-Modell demnach die genaueste Beschreibung des Plasmazustandes. Der große Fehler, der sich auf Basis derselben Hydrodynamik-Rechnung mit dem Debye-Hückel-Modell ergibt, resultiert wie in Abbildung 4.18 zu erkennen vor allem aus der großen Abweichung des Modells zu frühen Zeiten. Dies entspricht den Erwartungen, da das Plasma dann einen hohen Ionisationsgrad aufweist, die Ionen also stark gekoppelt sind und die Näherung nicht gut funktioniert (siehe auch Tabelle 4.3). HELIOS und HYADES unterscheiden sich, wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, vor allem bei dem vorhergesagten Ionisationszustand und der Temperatur des Plasmas.

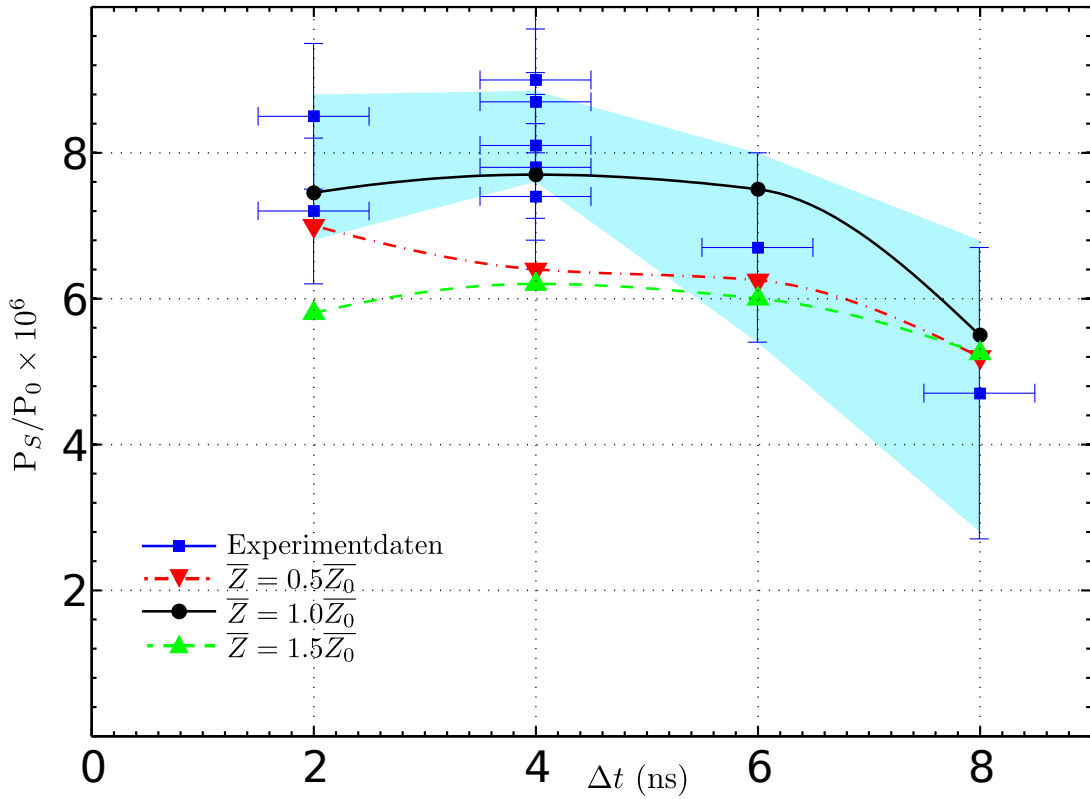
Um zu überprüfen, wie empfindlich die Stärke des Streusignals auf Abweichungen dieser Werte reagiert, wurde die erwartete Streuintensität für unterschiedliche Ionisationszustände und Temperaturen berechnet. In Abbildung 4.19 ist die Sensitivität des Streusignals auf den Ionisationsgrad aufgetragen. Dazu wurde in jeder Zone aus Gleichung 4.4 der Streubeitrag mit dem angegebenen Ionisationsgrad berechnet, wobei als Basis der von HELIOS bestimmte Wert  $\overline{Z_0} = 1$  diente.





**Abbildung 4.18:** Verhältnis aus gestreuter zu eingekoppelter Leistung. Dargestellt sind die experimentell ermittelten Werte (blaue Quadrate), sowie die mit Helios (schwarze Kreise) und Hyades (rote Quadrate) mit Gleichung 4.4 bestimmten Werte. Zum Vergleich sind zusätzlich der durch das Debye-Hückel-Modell erwartete Verlauf (graue Kreise) eingetragen. Der eingefärbte Bereich ist das  $1\sigma$ -Konfidenzintervall aus den experimentellen Daten.

Auffällig ist, dass die daraus resultierenden Abweichungen insbesondere gegen Ende des Heizpulses bei  $\Delta t = 4 \text{ ns}$  signifikant sind. Zur Interpretation sind in Tabelle 4.5 die Plasmaparameter für eine Zone aus der Simulation aufgelistet. Aus diesen wird deutlich, dass die Abnahme des totalen Strukturfaktors  $S_i$  bei  $Z = 0.5$  vor allem durch den deutlich niedrigeren Beitrag der abschirmenden Elektronen, repräsentiert durch  $q$ , bedingt ist. Der Ionenformfaktor  $f$  und der Ionenstrukturfaktor  $S_{ii}$  ändern sich in dem Fall kaum. Physikalisch stellt dieser Fall eine Situation dar, bei der in dem Plasma die Hälfte der Lithium-Atome neutral vorliegt und die andere Hälfte einfach ionisiert ist. Der Ionenformfaktor muss für die neutralen Atome durch den *atomaren* Formfaktor  $f_A(k)$  ersetzt werden, der nach [Waasmaier u. Kirfel, 1995] bei  $f_A(2.6\text{\AA}) = 1.73$  liegt so dass hier  $f_A \approx f_I$  gilt. Die zusätzlichen



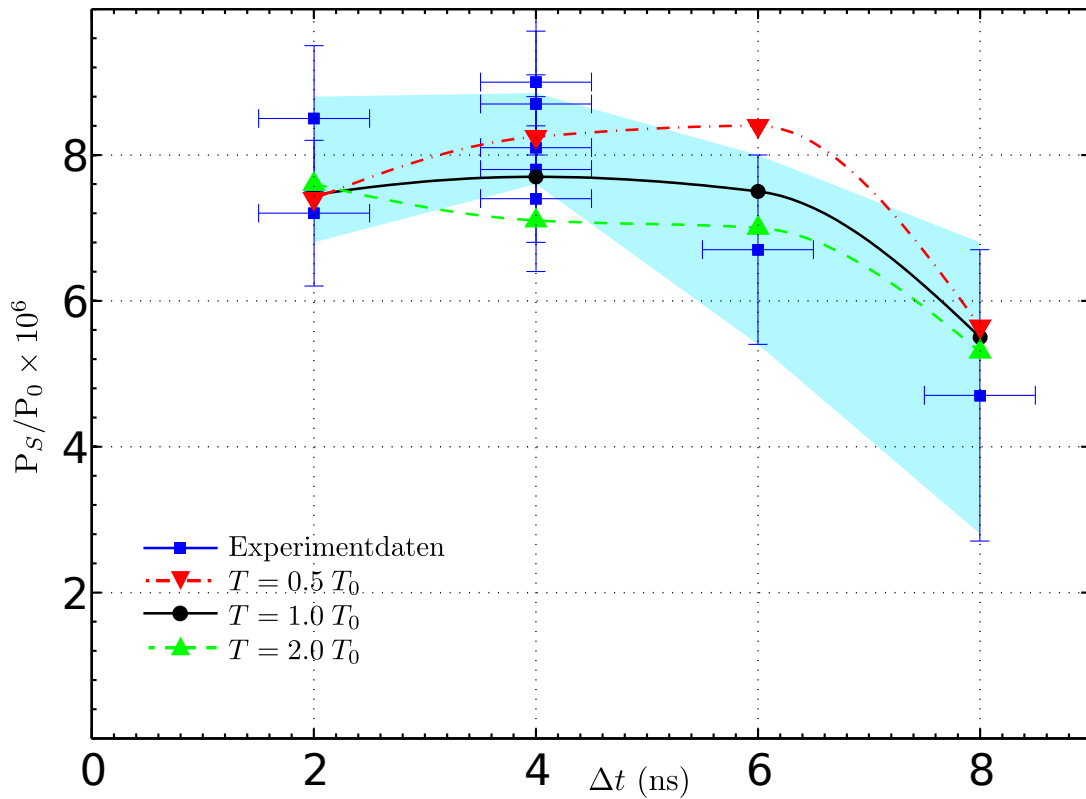
**Abbildung 4.19:** Sensitivität des Streusignals auf den Ionisationsgrad bei HELIOS mit dem SOCP-Modell.

gebundenen Elektronen tragen demnach weder zu dem Streubeitrag gebundener Elektronen, noch über  $q$  zu dem Beitrag der abschirmenden Elektronen bei.

$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$T$ (eV)	$\bar{Z}$	$f$	$q$	$S_{ii}$	$S_i$
0.85	2.1	1	1.78	0.23	0.92	3.71
0.85	2.1	0.5	1.78	0.08	0.91	3.14
0.85	2.1	1.5	1.20	0.45	0.91	3.21

**Tabelle 4.5:** Sensitivität des elastischen Streubeitrags  $S_i$  auf den Ionisationsgrad.

Für den Fall  $Z = 1.5$  liegen im Plasma die Hälfte der Lithiumionen zweifach ionisiert vor. Dadurch nimmt der Beitrag der abschirmenden Elektronen  $q$  zwar zu, da ein Teil der jetzt freien Elektronen zur Abschirmung beiträgt, der Ionenformfaktor  $f_I$  ist aber aufgrund der fehlenden Elektronen in der K-Schale deutlich niedriger.  $(f_I + q)^2$  und damit auch der totale Ionenstrukturfaktor  $S_i$  nimmt also in diesem Fall ebenfalls ab. Analog dazu sind für eine Variation der Temperatur die Werte für  $f_I$ ,  $q$  und  $S_{ii}$  in Tabelle 4.6 aufgelistet. Für die niedrigere Temperatur  $T = T_0/2$  ist der totale Ionenstrukturfaktor



**Abbildung 4.20:** Sensitivität des Streusignals auf die Temperatur bei HELIOS mit dem SOCP-Modell.

$S_i$  vor allem aufgrund der Zunahme des Beitrags der abschirmenden Elektronen  $q$  höher. Das spiegelt die höhere Korrelation zwischen der Bewegung der freien Elektronen und der der Ionen wieder. Bei der Temperatur  $T = 2T_0$  nimmt diese Korrelation ab und damit auch der totale Ionenstrukturfaktor.

$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$T$ (eV)	$\bar{Z}$	$f$	$q$	$S_{ii}$	$S_i$
0.85	2.1	1	1.78	0.23	0.92	3.71
0.85	1.05	1	1.78	0.27	0.97	4.07
0.85	4.2	1	1.78	0.19	0.91	3.53

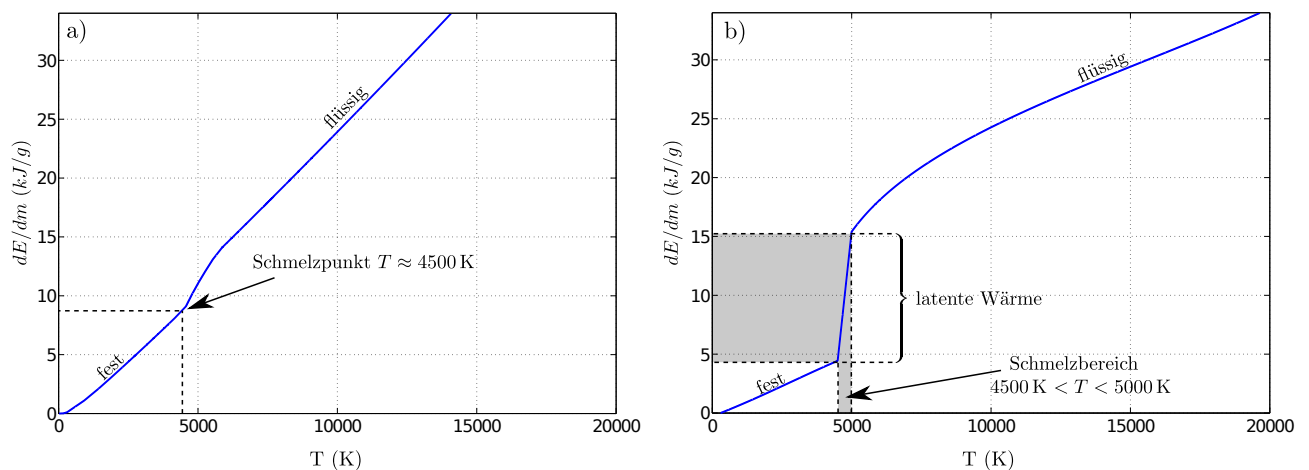
**Tabelle 4.6:** Sensitivität des elastischen Streubeitrags  $S_i$  auf die Temperatur.

In diesem Experiment konnte erfolgreich das elastische Streusignal von Röntgenthomsonstreuung an laserkomprimierten Lithiumplasmen aufgenommen und analysiert werden. Es wurde gezeigt, dass die Stärke des Streusignals bei dichten Plasmen vor allem von dem Ionisationszustand abhängt. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Simulationsrechnungen auf Basis der SOCP-Näherung, der PROPACEOS-Zustandsgleichung und einem Ionisationsmodell auf Basis der QEOS zeigt eine gute Übereinstimmung.



## 5 Röntgenthompsonstreuung an protonenstrahlgeheiztem Kohlenstoff

Dieses Kapitel beschreibt ein Experiment zur Röntgenthompsonstreuung an protonenstrahlgeheiztem Kohlenstoff, das im Rahmen dieser Arbeit an der *Target Area West* der *Central Laser Facility* am Rutherford Appleton Laboratory (siehe auch Kapitel 4, Einleitung) durchgeführt wurde [Pelka *et al.*, 2010]. Das Ziel des Experiments lag darin, die Gültigkeit verschiedener Modelle für die Zustandsgleichung von Kohlenstoff im Bereich des Schmelzpunktes zu untersuchen. Dieser Phasenübergang ist experimentell schwer zugänglich, da Kohlenstoff, wenn es bei Umgebungsdruck erhitzt wird, direkt in die Gasphase sublimiert. Es existieren verschiedene Modelle, um den Zustand von Kohlenstoff in diesem Bereich zu simulieren. In Abbildung 5.1 ist der Verlauf der inneren Energie aus zwei hier verglichenen Modellen bei isochorem Heizen dargestellt. Bei SESAME wird der Phasenübergang als punktueller Übergang in den flüssigen Zustand beschrieben, die Schmelzwärme wird nicht berücksichtigt. Bei der *Ab-Initio*-Simulation führt das Schmelzen dazu, dass etwa zwischen 4500 K und 5000 K ein Mischzustand aus festem und flüssigem Kohlenstoff vorliegt. In diesem Temperaturbereich führt eine Erhöhung der inneren Energie zum Aufbrechen des Kristallgitters, bis die flüssige Phase erreicht ist (latente Wärme).



**Abbildung 5.1:** Der Verlauf der inneren Energie im Bereich des Schmelzpunktes bei isochorem Heizen von Kohlenstoff. Der Graph in a) basiert auf der SESAME-Zustandsgleichung [Lyon u. Johnson, 1992], der in b) auf einer Zustandsgleichung, die über *Ab-Initio*-Simulationen zur Molekulardynamik in der Dichtefunktionaltheorie (DFT-MD) berechnet wurde [Wünsch *et al.*, 2009].

Um den Phasenübergang in die flüssige Phase zu erreichen, wurde in diesem Experiment eine Kohlenstoffprobe durch lasererzeugte Protonenstrahlen geheizt. Die Zeitskala dieser Protonenpulse ist so

---

kurz, dass hydrodynamische Expansion während des Heizprozesses keine Rolle spielt. Zur Erzeugung eines kurzen, hochintensiven Protonenstrahls wurde einer der *Hochintensitätspulse* des Vulcan Lasersystems eingesetzt (siehe Abschnitt 2.3.2). Um die dafür benötigte hohe Laserintensität zu erreichen, wurde die Pulsdauer auf 1 ps eingestellt, bei einer Laserenergie von  $\sim 60$  J und einer Wellenlänge von 1054 nm. Dies entspricht einer Leistung von  $\sim 60$  TW, die mittels einer f/3-Parabel auf eine Goldfolie fokussiert wurde. Der Durchmesser des Laserspots lag bei  $\sim 10$   $\mu\text{m}$ . Auf diese Weise wurden Intensitäten von  $\sim 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> erreicht. Die so erzeugten Protonenstrahlen bestanden aus bis zu  $4 \times 10^{11}$  Teilchen mit Maximalenergien von bis zu 17 MeV und Pulsdauern unter 30 ps. Mit diesen Protonenstrahlen wurde ein Kohlenstoffstab geheizt. Durch den Heizmechanismus von hochenergetischen Protonen (siehe Abschnitt 2.3.3) wurde das gesamte Volumen des Stabs direkt geheizt so dass eine hohe Energiedichte bei gleichzeitig hoher Massendichte in dem Kohlenstoff erreicht werden konnte.

Zur Diagnostik wurde mit einem zweiten Hochintensitätslaser ein kurzer Röntgenpuls erzeugt, der zur Röntgenthompsonstreuung diente. Dazu wurde der Laserpuls mit einer Energie von 180 J und einer Pulsdauer von 18 ps auf eine 10  $\mu\text{m}$  dicke Titan-Folie fokussiert und so ein Titan-Plasma erzeugt. Dieses emittiert charakteristische Röntgenlinienstrahlung, hier wurde die He $_{\alpha}$ -Linie  $1s2p \rightarrow 1s^2$  mit einer Energie von 4.75 keV verwendet. Die Stärke des gestreuten Signals hängt vor allem von dem statischen Strukturfaktor ab und ist darum sehr empfindlich auf die Strukturänderung, die sich bei dem Phasenübergang in die flüssige Phase ergibt. Aus dem Vergleich zur Streuung an einer ungeheizten Probe kann so direkt das Verhältnis von flüssigem zu festen Kohlenstoff ermittelt werden.

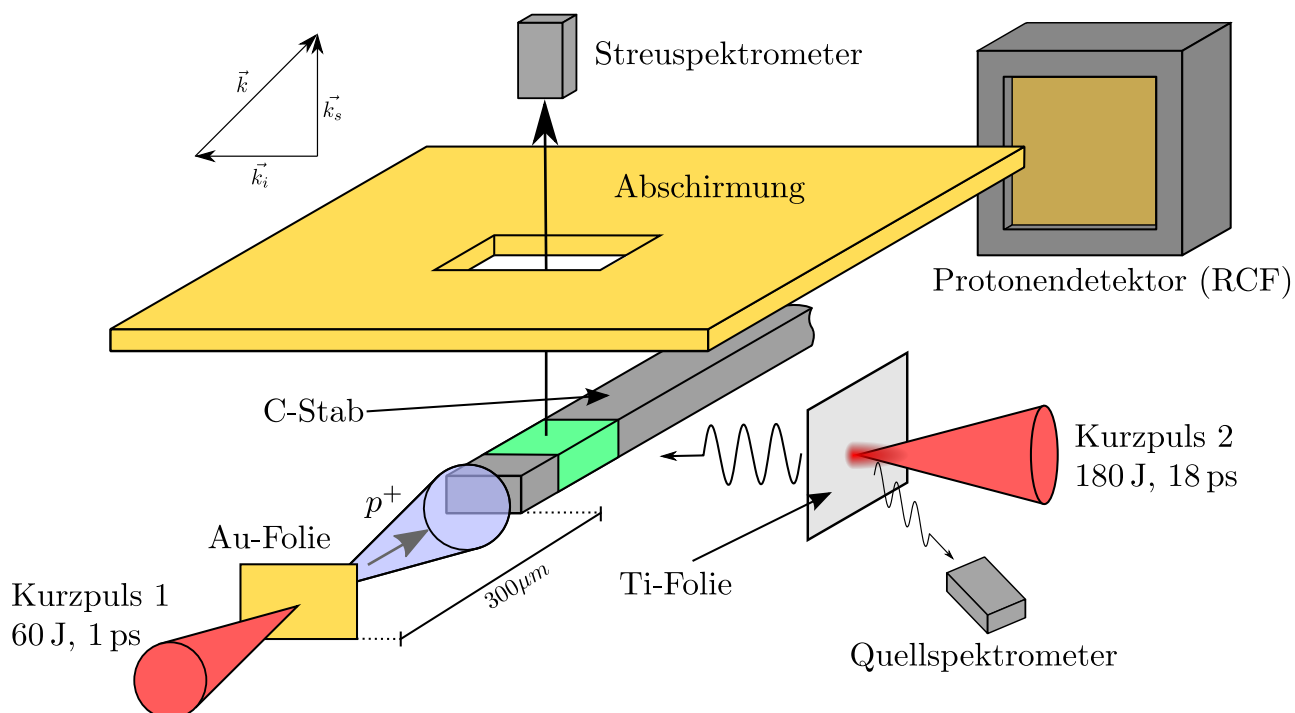
Im Folgenden wird zunächst in Abschnitt 5.1 der Aufbau des Experiments erläutert, wobei vor allem auf die Struktur des Targets, die Abschirmung und die Röntgenquelle eingegangen wird. Danach wird in Abschnitt 5.2 die Charakterisierung des Protonenstrahls erklärt und in Abschnitt 5.3 die Methode zur Simulation des Heizprozesses dargestellt. Zum Abschluss werden in Abschnitt 5.4 die Ergebnisse präsentiert und diskutiert.

---

## 5.1 Experimenteller Aufbau

---

Der prinzipielle Aufbau des Experiments ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Bei diesem Experiment wurden beide Hochintensitäts-Laserpulse, die an dem Experimentplatz zur Verfügung stehen, genutzt. Der erste Kurzpuls (in der Skizze von links unten kommend) wurde auf eine Goldfolie fokussiert, so dass über *Target Normal Sheath Acceleration* (siehe Abschnitt 2.3.2) ein hochintensiver Protonenstrahl mit einem breiten Öffnungskegel und einem exponentiellen Energiespektrum erzeugt wurde. In Flugrichtung der Protonen war in 300  $\mu\text{m}$  Entfernung ein Kohlenstoffstab positioniert, der von den Protonen geheizt wurde. Hinter dem Stab war in  $\sim 3$  cm Abstand ein Stapel aus *Radiochromic Films* (siehe Abschnitt 3.2), der das Energiespektrum der Protonen aufnahm. Seitlich von dem Kohlenstoffstab war eine Titan-Folie angebracht, auf die der andere Kurzpuls fokussiert war. Das so erzeugte Röntgenspektrum wurde im Bereich der Titan He $_{\alpha}$ -Linie bei 4.75 keV von einem Spektrometer mit einem flachen HOPG-Kristall aufgenommen. Zur Detektion des Streusignals diente bei diesem Experiment ein Spektrometer mit einem zylindrischen HOPG-Kristall in Von-Hamos-Geometrie (siehe Abschnitt 3.1), das vertikal über dem Target angebracht war. Der damit realisierte Streuwinkel von  $90^\circ$  entspricht nach

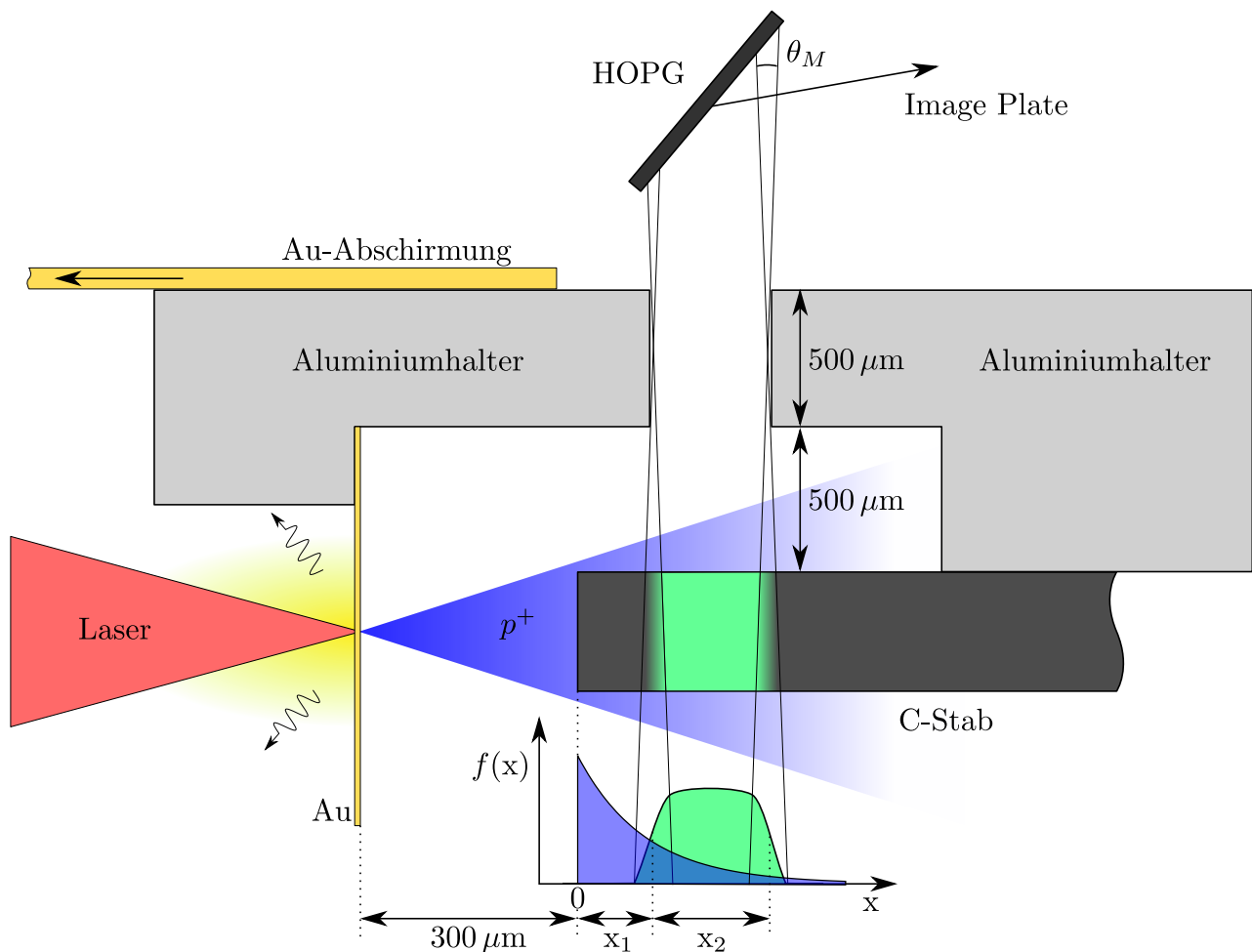


**Abbildung 5.2:** Aufbau des Experiments zur Röntgenthomonstreuung an protonengeheiztem Kohlenstoff. Der Kohlenstoffstab mit einer Höhe von  $125\text{ }\mu\text{m}$  und einer Breite zwischen  $100\text{ }\mu\text{m}$  und  $300\text{ }\mu\text{m}$  wird durch einen lasererzeugten Protonenstrahl geheizt, der mit einem RCF-Detektor charakterisiert wird. Mit dem zweiten Laserpuls wird  $\text{Ti-He}_\alpha$ -Strahlung erzeugt, die an dem geheizten Kohlenstoff gestreut und von einem HOPG-Spektrometer in Von-Hamos-Geometrie detektiert wird.

Gleichung 2.26 einer Streuwellenzahl von  $k = 3.4\text{ }\text{\AA}^{-1}$ . Zur Abschirmung des Streuspektrometers gegenüber der direkten Röntgenstrahlung von den Plasmen auf der Titanfolie und der Goldfolie wurde eine  $100\text{ }\mu\text{m}$  dicke Goldfolie eingesetzt. Zusätzlich waren die einzelnen Komponenten des Targets an der Unterseite eines massiven Aluminiumhalters angebracht, der ebenfalls zur Abschirmung diente, in Abbildung 5.2 aber aus Übersichtsgründen nicht eingezeichnet wurde. Eine detaillierte Beschreibung folgt in Abschnitt 5.1.1.

### 5.1.1 Target

In Abbildung 5.3 ist eine Detailansicht der Targetkomponenten gezeigt. Zur Abschirmung des Streuspektrometers gegen direkte Röntgenstrahlung der Laserplasmen (hier ist nur die Goldfolie gezeigt, die Titanfolie liegt außerhalb der Zeichenebene) diente neben einer großen,  $100\text{ }\mu\text{m}$  dicken Goldfolie der massive Aluminiumhalter. Der Bereich des Kohlenstoffstabs, der untersucht wurde (grün), war durch einen Schlitz im Aluminiumhalter definiert. Der Rand dieses Bereiches ist nicht scharf, sondern



**Abbildung 5.3:** Detailansicht des Targets. Die Komponenten sind an der Unterseite eines massiven Aluminiumhalters angebracht. Ein Schlitz im Aluminiumhalter definierte den Bereich des Kohlenstoffstabs, der vom Spektrometer untersucht werden konnte. Die Entfernung dieses Bereiches zur Stirnseite des Stabs wurde durch eine mikrometergenaue Positionierung des Kohlenstoffstabs in  $x$ -Richtung bestimmt.  $f(x)$  skizziert den Verlauf der Energiedeposition (blau) bzw. den untersuchten Bereich des Stabs (grün). Der Abstand von der Stirnseite bis zum untersuchten Bereich  $x_1$  sowie die Breite des Schlitzes  $x_2$  waren variabel einstellbar.

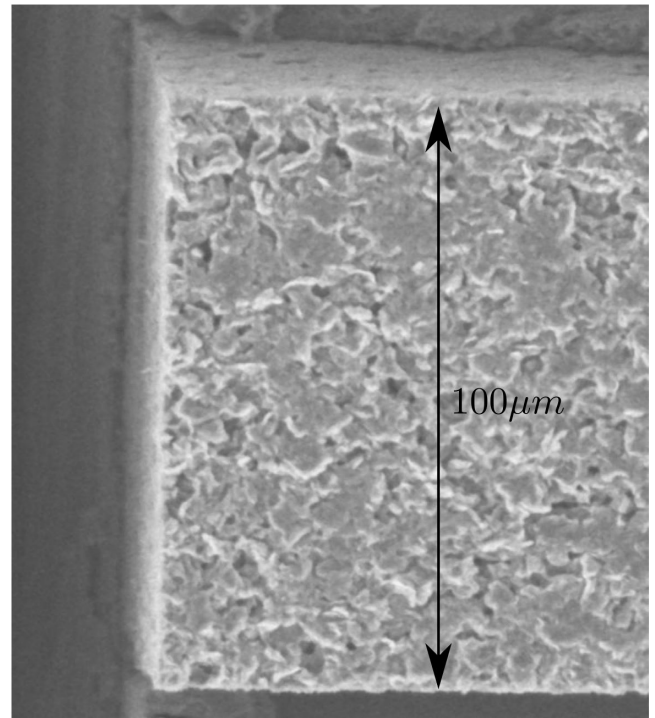


wird durch die Mosaizität des HOPG-Kristalls (siehe Abschnitt 3.1.1) und die Geometrie des Schlitzes aufgeschmiert. Die Mosaizität des eingesetzten Kristalls lag bei  $\theta_M = 0.6^\circ$  und der Abstand vom Kohlenstoff zur Unter- bzw. Oberseite des Aluminiumhalters betrug  $500\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $1000\text{ }\mu\text{m}$ . Daraus ergibt sich die Breite des ausgeschmierten Randes zu

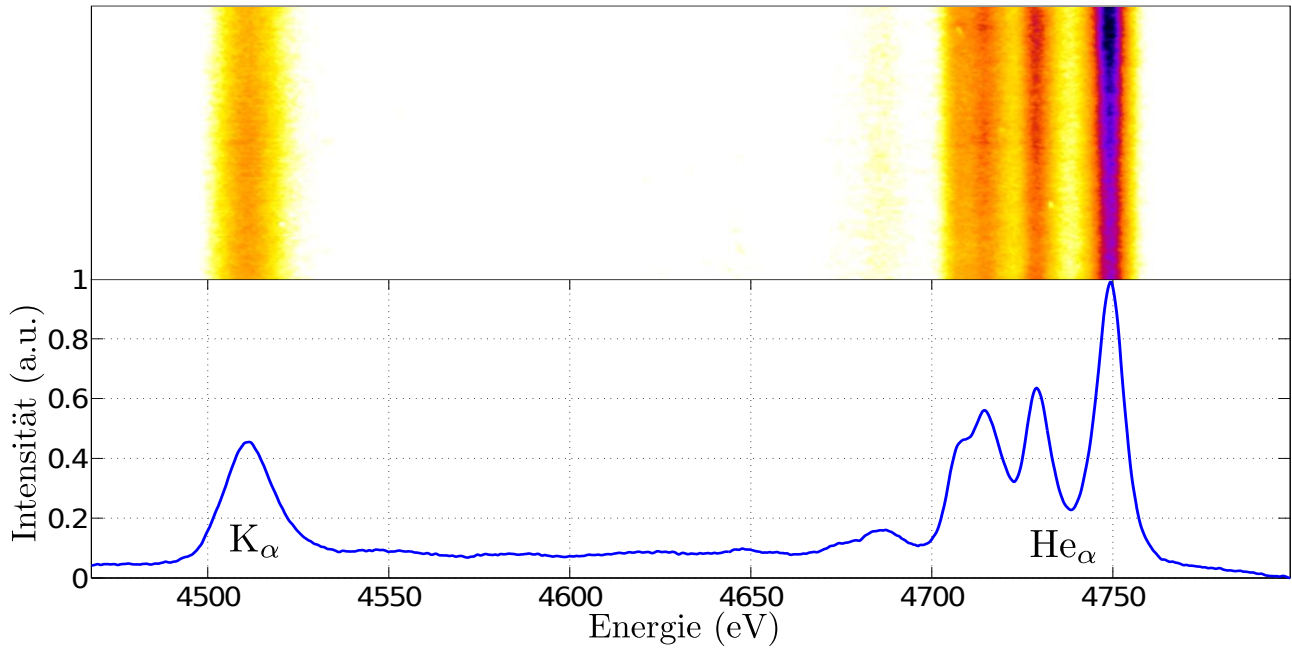
$$\Delta x = 2 \cdot \tan\left(\frac{\theta_M}{2}\right) \cdot 750\text{ }\mu\text{m} = 7.9\text{ }\mu\text{m}. \quad (5.1)$$

Die Energie, die von den Protonen im Kohlenstoff an einer bestimmten Stelle deponiert wird, hängt vor allem von der Länge der Flugstrecke der Protonen im Kohlenstoff ab (siehe auch Abschnitt 2.3.3). Um die Flugstrecke in eine feste Beziehung zur Position relativ zum Schlitz setzen zu können, ist es wichtig, dass die Stirnseite der Kohlenstoffstäbe möglichst glatt ist. Deshalb wurde zur Fertigung der Stäbe ein  $125\text{ }\mu\text{m}$  dickes Graphitplättchen auf einen Plastikhalter aufgebracht, mit einer Hochpräzisionsdiamantsäge in Streifen geschnitten und anschließend vom Halter gelöst. Die so erreichte Oberflächengenauigkeit der Schnittflächen lag bei  $\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ . Diese Fertigungsmethode ermöglichte auch die Herstellung verschieden breiter Kohlenstoffstäbe im Bereich von  $100\text{ }\mu\text{m}$  bis  $300\text{ }\mu\text{m}$ , so dass im Experiment das Streuvolumen an die Parameter des Protonenstrahls und die Stärke des Röntgenpulses angepasst werden konnten. In Abbildung 5.4 ist eine Aufnahme des vorderen Teils eines auf diese Weise produzierten Graphitstabs dargestellt.

Kohlenstoff besitzt für die hier verwendete Röntgenstrahlung eine nicht vernachlässigbare Abschwächung. Die Transmission einer  $1\text{ }\mu\text{m}$  dicken Kohlenstoffschicht beträgt bei einer Photonenenergie von  $4.75\text{ keV}$  nach [Henke *et al.*, 1993]  $T_{1\mu\text{m}} = 0.995116$ . Bei einem  $100\text{ }\mu\text{m}$  breiten Kohlenstoffstab ist die Röntgenintensität auf der Rückseite bereits auf  $61.3\%$  der Intensität auf der Vorderseite abgefallen, bei  $300\text{ }\mu\text{m}$  Breite auf  $23\%$ . Deshalb wurden in diesem Experiment nur Stäbe mit Abmessungen in diesem Bereich verwendet, geringere Dicken hätten zu einem zu geringen Streuvolumen geführt, bei größeren wäre der Streubeitrag der Rückseite vernachlässigbar klein.



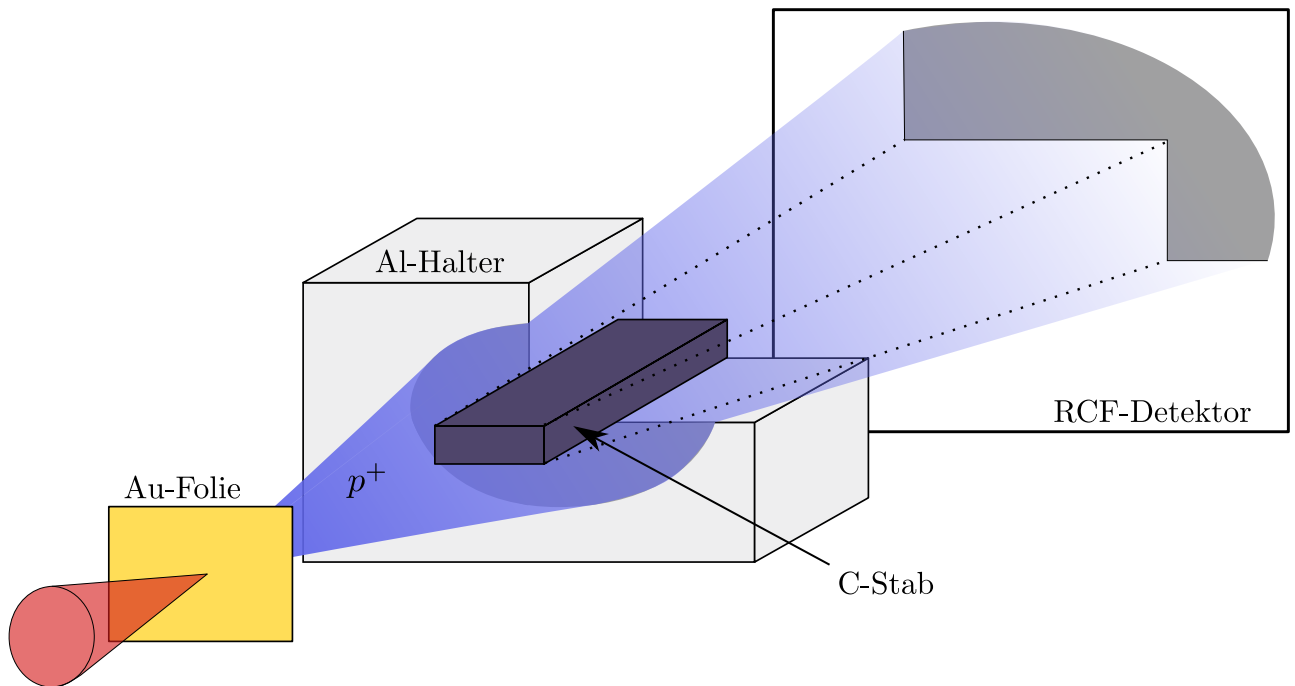
**Abbildung 5.4:** Vorderer Bereich eines Kohlenstoffstabs. Die dem Protonenstrahl zugewandte Seite ist hier links.



**Abbildung 5.5:** Spektrum der Titan-Quelle. Neben der  $K_\alpha$ -Linie bei 4510 eV und der  $He_\alpha$ -Resonanzlinie  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  bei 4750 eV sind die Interkombinationslinie  $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  bei 4727 eV sowie lithiumähnliche Satelliten aufgelöst. Für dieses Experiment wurde das über die  $He_\alpha$ -Linie spektral integrierte Signal zur Streuung verwendet.

### 5.1.2 Röntgenquelle

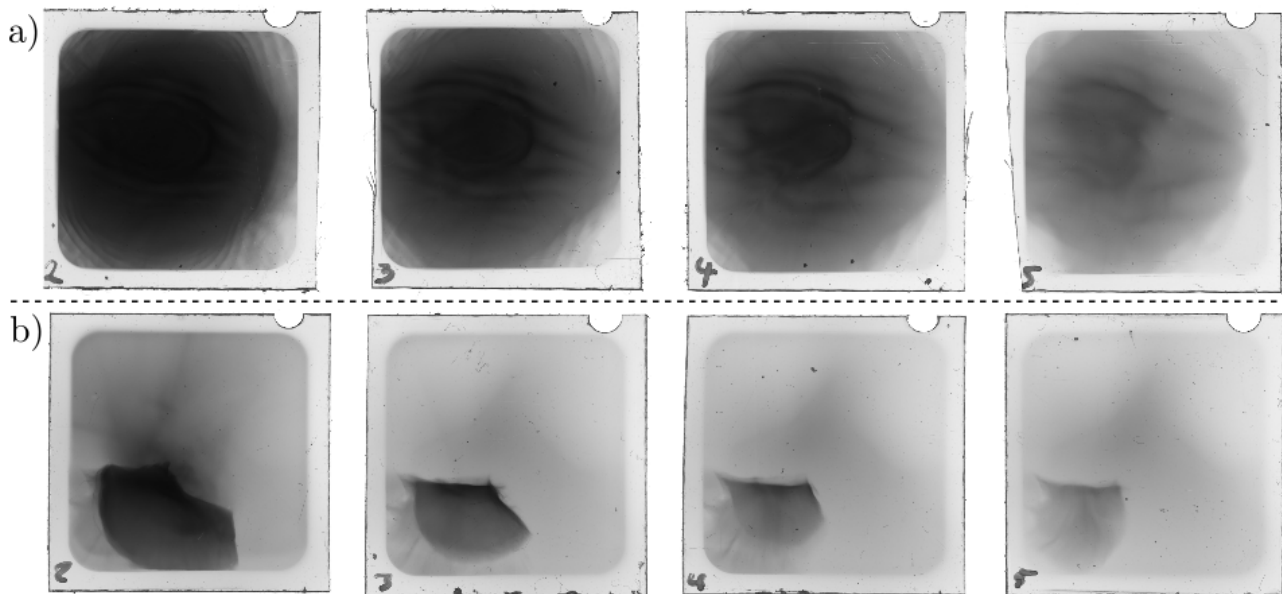
Als Röntgenquelle diente in diesem Experiment die charakteristische  $He_\alpha$ -Linie von Titan. Diese Linie wurde gewählt, da sie sehr effizient mit Kurzpulslasern erzeugt werden kann und eine gute Zeitauflösung ermöglicht [Riley *et al.*, 2002]. Dazu wurde eine 10  $\mu\text{m}$  dicke Titanfolie seitlich des Kohlenstoffstabs in einer Entfernung von 500  $\mu\text{m}$  am Aluminiumhalter angebracht auf die der zweite Kurzpuls fokussiert wurde (siehe Abbildung 5.2). Die Strahlung der Quelle wurde von einem Spektrometer mit einem flachen HOPG-Kristall und einer Image Plate als Detektor (siehe Abschnitt 3.1.1 und 3.1.2) bei jedem Schuss aufgenommen. Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch ein Bild und das dazugehörige Spektrum im betrachteten Energiebereich. Bedingt durch die breite Energieverteilung und die Satellitenstruktur auf der niederenergetischen Seite eignet sich die Ti- $He_\alpha$ -Linie für spektral aufgelöste Röntgenthomsonstreuung nur bei Temperaturen  $T \gtrsim 10\text{ eV}$ , da nur dann die spektrale Verbreiterung des Dopplereffektes (Abschnitt 2.2.1) aufgelöst werden kann [Glenzer *et al.*, 2003]. Der in diesem Experiment untersuchte Phasenübergang von Kohlenstoff in die flüssige Phase liegt bei einer Temperatur von  $T \lesssim 0.5\text{ eV}$ . Deshalb wurde für die Streuung stattdessen die spektral integrierte Intensität der gesamten Linie analysiert.



**Abbildung 5.6:** Prinzip der Referenzmessung des Protonenstrahls bei jedem Schuss. Ein Teil der Protonen fliegt am Kohlenstoffstab und am Aluminiumhalter vorbei und wird vom RCF-Detektor registriert. Zur Übersichtlichkeit ist die Halterung um 180° gedreht dargestellt, im Experiment war der Kohlenstoffstab an der Unterseite des Aluminiumblocks angeklebt.

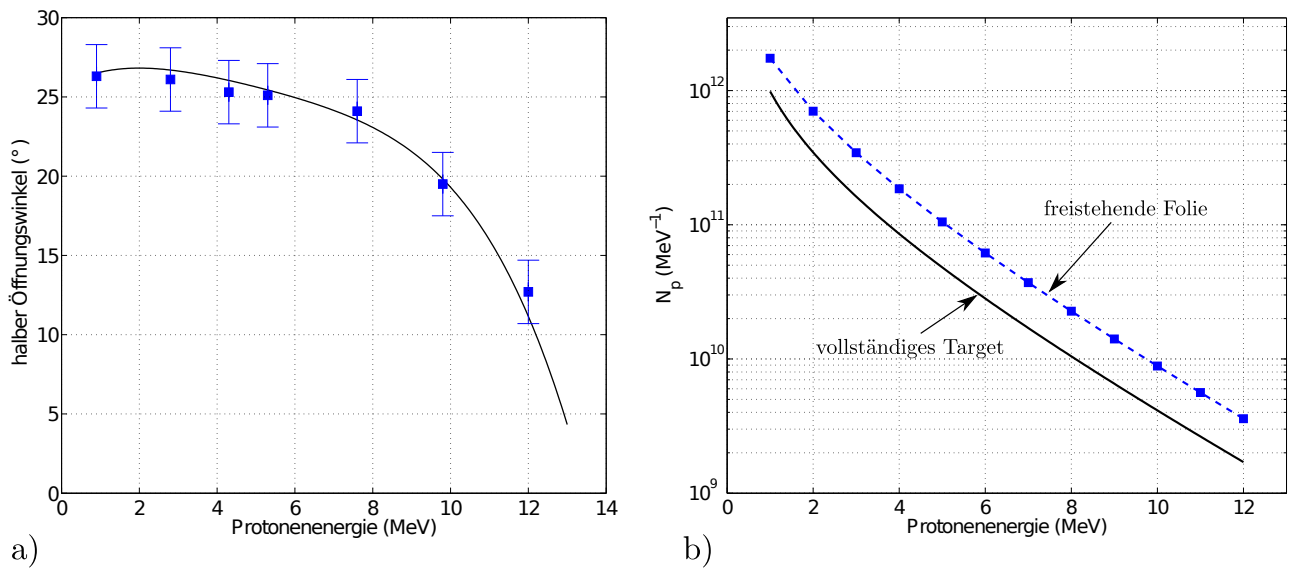
## 5.2 Charakterisierung des lasererzeugten Protonenstrahls

Für die Simulation des Heizprozesses ist es notwendig, die Energie, die vom Protonenstrahl im Kohlenstoff deponiert wurde, orts aufgelöst zu kennen. Dafür mussten Energiespektrum, Divergenz und Quellgröße des Protonenstrahls bestimmt werden. Zur Messung des Energiespektrums diente ein RCF-Stapel (siehe Abschnitt 3.2), der hinter dem Target positioniert war. Für die Bestimmung der Quellgröße wurde zunächst das Spektrum einer flachen Goldfolie aufgenommen, die eine strukturierte Rückseite besaß. Die Struktur bestand hier aus parallelen Furchen mit einem definierten Abstand von 20 µm. Da die Protonen, wie in Abschnitt 2.3.3 erklärt, senkrecht zur Oberfläche beschleunigt werden, wirken die Furchen wie Mikrolinsen für den Protonenstrahl und wird so dem Strahlprofil aufgeprägt [Schollmeier, 2008]. Das resultierende Signal im RCF-Detektor ist in Abbildung 5.7a dargestellt. Aus der Anzahl der sichtbaren Linien und dem bekannten Linienabstand lässt sich die Quellgröße für die Energie bestimmen, die dem jeweiligen RCF zugeordnet werden kann. Mit dem Durchmesser des Flecks und dem Abstand des Detektors von der Folie kann zusätzlich die energieabhängige Divergenz berechnet werden.



**Abbildung 5.7:** RCF Aufnahmen des Protonenstrahls. In a) sind die Filme von einem Schuss mit einer freistehenden Goldfolie dargestellt. Hierfür wurde eine  $10\text{ }\mu\text{m}$  dicke Goldfolie mit einer sinusförmig strukturierten Rückseite verwendet. Diese Struktur wird dem Protonenstrahl aufgeprägt und verursacht die deutlich sichtbaren Linien. Aus Anzahl und Abstand der Linien kann die Quellgröße des Protonenstrahls bestimmt werden, aus der Größe des Flecks die Divergenz [Schollmeier, 2008]. In b) sind die RCF eines Schusses mit einem vollständigen Target abgebildet. Da die Quellgröße mit zunehmender Protonenenergie abnimmt, kommt von den höherenergetischen Protonen ein kleinerer Teil des Strahl am Aluminiumrahmen vorbei.

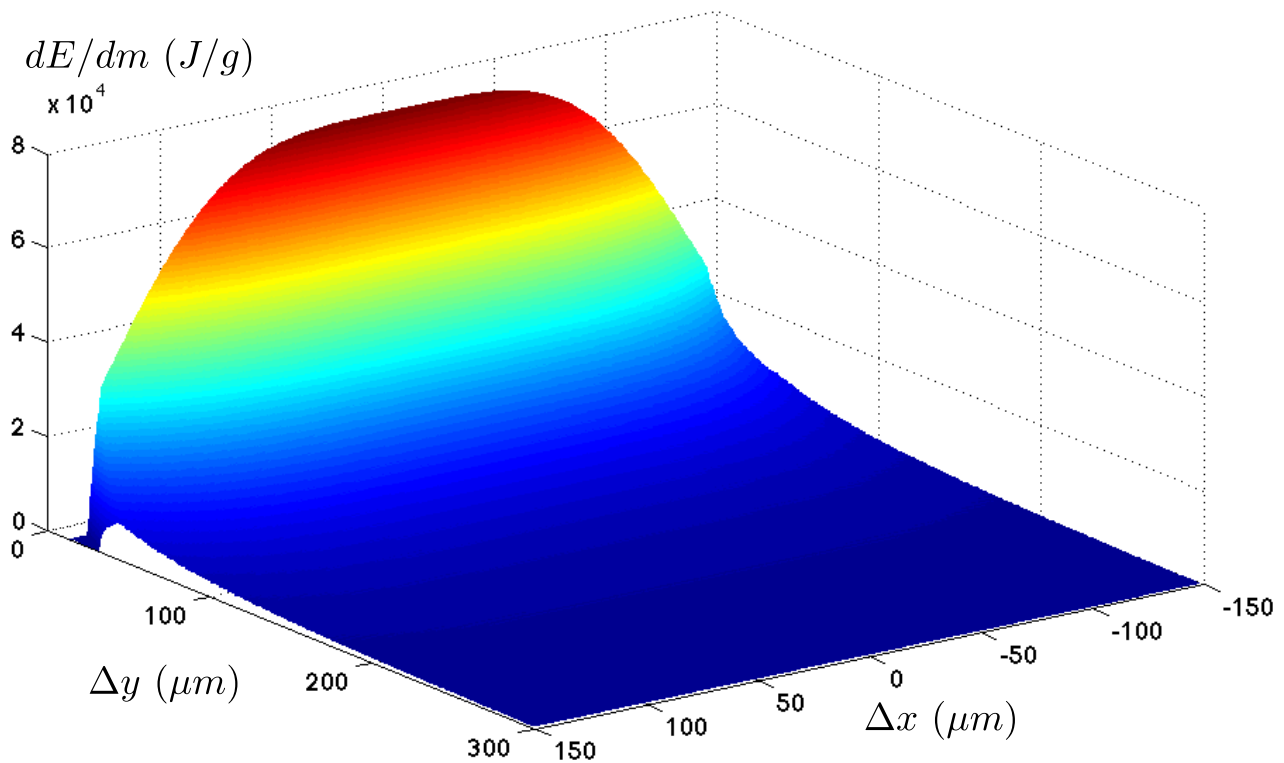
Da die Laserparameter und damit die Strahlparameter des Protonenstrahls nicht für jeden Schuss identisch waren, musste immer ein Spektrum der Protonen aufgenommen werden, das einen Vergleich zu den Messungen mit einer freistehenden Folie ermöglicht. Dazu war das Target so konstruiert, dass ein kleiner Teil des Protonenstrahls am Kohlenstoff und am Aluminiumhalter vorbeifliegen (siehe Abbildung 5.6) und vom RCF-Stapel detektiert werden konnte. Das auf diese Weise gemessene Signal ist in Abbildung 5.7b dargestellt. Der Schatten des Halters ist auf allen Filmen gut zu erkennen, der des Kohlenstoffstabs nur bei den vorderen Filmen. Das lag daran, dass die Halterung nicht perfekt unter  $90^\circ$  zum Protonenstrahl ausgerichtet war, sondern fertigungsbedingt unter einem kleinen Winkel stand. Da das Bild des Targets bei der beschriebenen Technik auf den RCF projiziert wird, führt die geringe Quellgröße der hochenergetischen Protonen dazu, dass das Bild des Stabs von dem der Halterung verdeckt wird. Aus den Bildern des partiellen Protonenstrahls und den Referenzbildern der freistehenden Folie wurde der vollständige Strahl über Extrapolation bestimmt, und daraus Öffnungswinkel und Energiespektrum der Protonen berechnet (siehe auch Abschnitt 2.3.2). Die so ermittelten Strahlparameter sind in Abbildung 5.8 für einen Schuss exemplarisch dargestellt.



**Abbildung 5.8:** Divergenz und Energiespektrum der Protonen auf Basis der in 5.7 gezeigten RCF-Messungen. Die Laserenergie betrug beim Referenzschuss auf die freistehende Folie 52 J, beim vollständigen Target 59 J, die Pulsdauer bei beiden Schüssen 1 ps. Die deutliche Abnahme der Teilchenzahl über das gesamte Spektrum ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass der Beschleunigungsmechanismus durch die umfangreiche Abschirmung und Halterung behindert wird.

### 5.3 Simulation des Heizprozesses

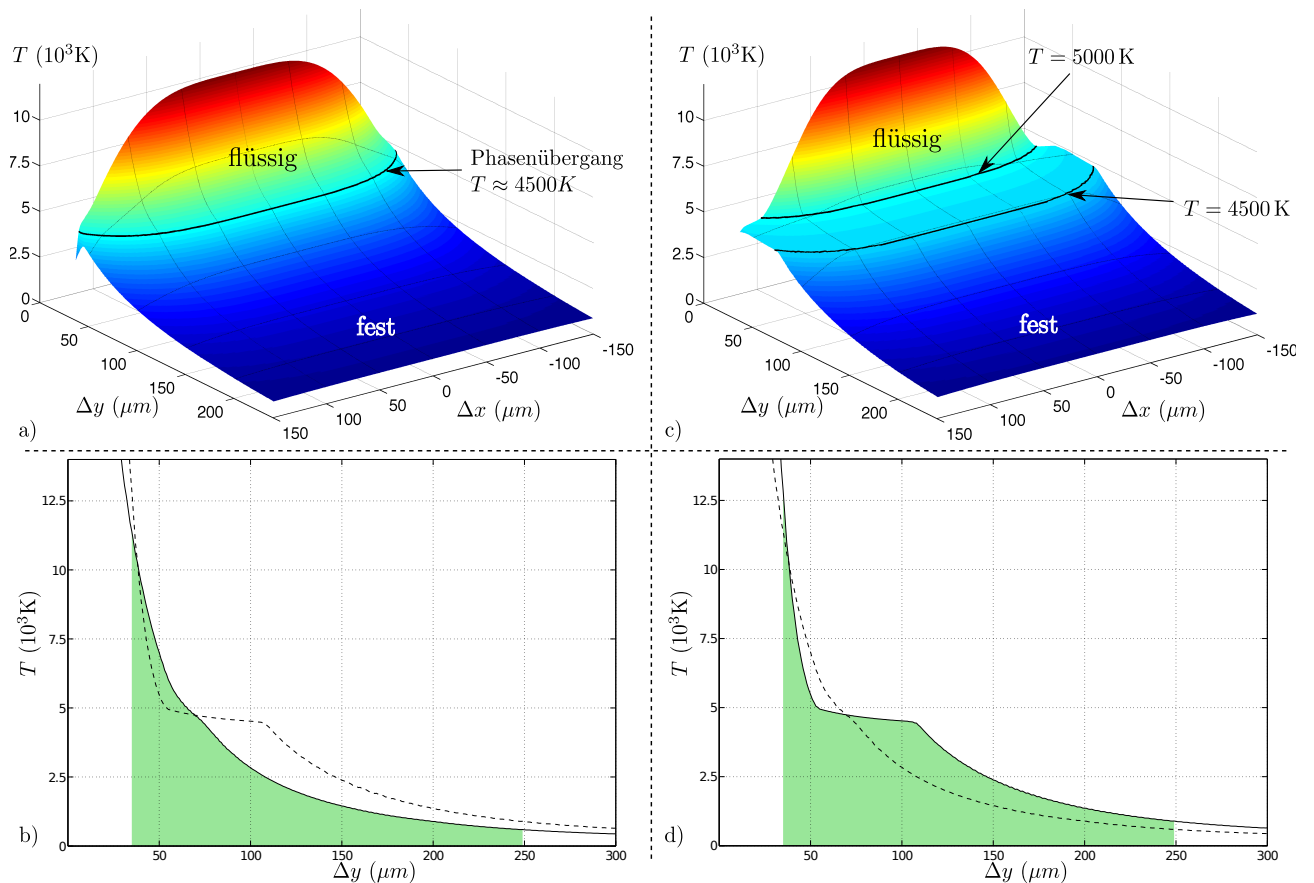
Die Zeitskala, auf der die Messung bei diesem Experiment durchgeführt wurde, war mit  $t \lesssim 50$  ps kurz genug, dass eine hydrodynamische Expansion des Kohlenstoffs vernachlässigt werden konnte. Zur Bestimmung der inneren Energie der Probe genügt es deshalb, aus dem Energiespektrum, der Divergenz und der Quellgröße die Energiedeposition der Protonen im Kohlenstoff zu berechnen. Dazu wurde ein Programm entwickelt, das auf Basis dieser Größen den Strahl dreidimensional modelliert und mit dem Kohlenstoffstab interagieren lässt. Der Stab wurde dafür in Scheiben geteilt betrachtet, mit einer Dicke von jeweils  $1 \mu\text{m}$ . Bei dieser Dicke kann der Energieverlust der Protonen innerhalb der Scheibe linear genähert werden. Die Scheiben wurden in  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große Zellen geteilt und für jede Zelle wurde die Anzahl und das Spektrum der Protonen berechnet, die diese Zelle durchqueren. Aus diesem lokalen Spektrum wurde über bekannte Energieverlusttabellen [Ziegler, 2004] die vollständige Energiedeposition in jeder Zelle ermittelt und ein neues Protonenspektrum für die nächste Schicht errechnet. Vergleiche mit einer modifizierten Version des Multi2D-Codes [Tauschwitz *et al.*, 2006, Ramis *et al.*, 2009], in der auch Expansionseffekte berücksichtigt werden, zeigten eine hohe Übereinstimmung. Dies untermauert die Annahme, dass die Expansion vernachlässigbar ist. In Abbildung 5.9 ist das berechnete Profil der Energiedeposition dargestellt. Der Verlauf in den vorderen



**Abbildung 5.9:** Energiedeposition  $dE/dm$  des Protonenstrahls aus Abbildung 5.8 entlang eines horizontalen Schnitts durch den Stab. Die Protonen treffen bei  $\Delta y = 0 \mu\text{m}$  auf die Staboberfläche.

$13 \mu\text{m}$  des Kohlenstoffs ist nicht dargestellt, dies entspricht der Eindringtiefe von Protonen mit  $1 \text{ MeV}$  Energie. Unterhalb dieser Energie kann das Spektrum nicht mehr durch die hier verwendete Näherungsfunktion (Gleichung 2.64) beschrieben werden. Aus diesem Grund wurde der vordere Teil der Kohlenstoffstäbe in diesem Experiment gegenüber dem Spektrometer abgeschirmt (vergleiche hierzu Abbildung 5.3).

Aus der Energiedeposition kann über die Zustandsgleichungen für isochores Heizen (Abbildung 5.1) direkt die Temperatur im Kohlenstoff berechnet werden. Das Ergebnis ist für beide eingangs erklärte Modelle in Abbildung 5.10 dargestellt. SESAME sagt einen stetigen Temperaturverlauf vorher, bei dem ein Teil der Probe im flüssigen und der andere im festen Zustand ist. Dazwischen existiert, während die Protonen die Probe heizen, eine Fläche, an der lokal der Kohlenstoff aufschmilzt. Diese Fläche befindet sich am Ende des Heizprozesses an der Stelle, die in der Abbildung 5.10a durch die schwarze Linie markiert wird. Die DFT-MD-Zustandsgleichung sagt zusätzlich eine Zone voraus, in der sowohl flüssiger als auch fester Kohlenstoff vorliegt. In diesem Bereich wird die von den Protonen deponierte Energie als latente Wärme vom Kohlenstoff aufgenommen. Die schwarzen Linien in Abbildung 5.10c stellen die Begrenzung dieser Zone dar.



**Abbildung 5.10:** Temperaturverlauf im Kohlenstoff bei der Energiedeposition aus Abbildung 5.9. In a) und b) ist der Verlauf über die SESAME-Zustandsgleichung bestimmt worden, in c) und d) durch die DFT-MD-Zustandsgleichung. Die Graphen b) und d) zeigen jeweils der Verlauf entlang eines Schnittes bei  $\Delta x = 0$ , der grüne Bereich markiert den ungefähren Bereich des Kohlenstoffstabs, der vom Spektrometer untersucht wurde. Zum Vergleich ist zusätzlich jeweils der Verlauf des anderen Modells dargestellt (---). Das Plateau in c) und d) ist ein durch die latente Wärme bedingter Übergangsbereich von festem zu flüssigem Kohlenstoff.



## 5.4 Ergebnisse

Aus den Berechnungen des vorherigen Abschnitts folgt, dass der durch die Röntgenthompsonstreuung diagnostizierte Bereich des Kohlenstoffstabs zu einem bestimmten Anteil in fester bzw. flüssiger Phase vorliegt, wobei nach dem DFT-MD-Modell zusätzlich ein Teil in einer Mischphase ist. Die Größe der jeweiligen Anteile hängt vom Verlauf der deponierten Energie und damit der Protonenstrahlparameter ab, sowie dem diagnostizierten Ausschnitt, der durch die Geometrie der Abschirmung definiert wird (siehe Abbildung 5.3). Die frequenzintegrierte gestreute Leistung nach Gleichung 2.35 kann für das vollständige System als Summe der Streuung am festen und am flüssigen Volumen geschrieben werden:

$$P_s(k) = P_0 \eta_{spec} \cdot c \left[ V_{fest} S_{fest}^{tot}(k) + V_{flüssig} S_{flüssig}^{tot}(k) \right]. \quad (5.2)$$

Zur Übersichtlichkeit wurden im Vorfaktor  $c$  der Thomson-Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.21), der Polarisationsfaktor für unpolarisiertes Licht (Gleichung 2.28), die Dichte und Geometrie des Targets sowie die Abschwächung der Röntgenstrahlung im Kohlenstoff (Abschnitt 5.1.1) zusammengefasst. Die Effizienz des Spektrometers  $\eta_{spec}$  wurde analog zu Abschnitt 4.1.3 berechnet und lag bei  $\eta_{spec} = (4.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ . In Abbildung 5.11 sind exemplarisch Aufnahmen der gestreuten Signale von geheiztem und ungeheiztem Kohlenstoff dargestellt.

Der statische Strukturfaktor kann wie in Gleichung 2.38 sowohl für die flüssige als auch für die feste Phase in die Beiträge aus elastischer Streuung an Elektronen die der Bewegung der Ionen folgen, Streuung an freien Elektronen sowie inelastischer Streuung an gebundenen Elektronen aufgeteilt werden:

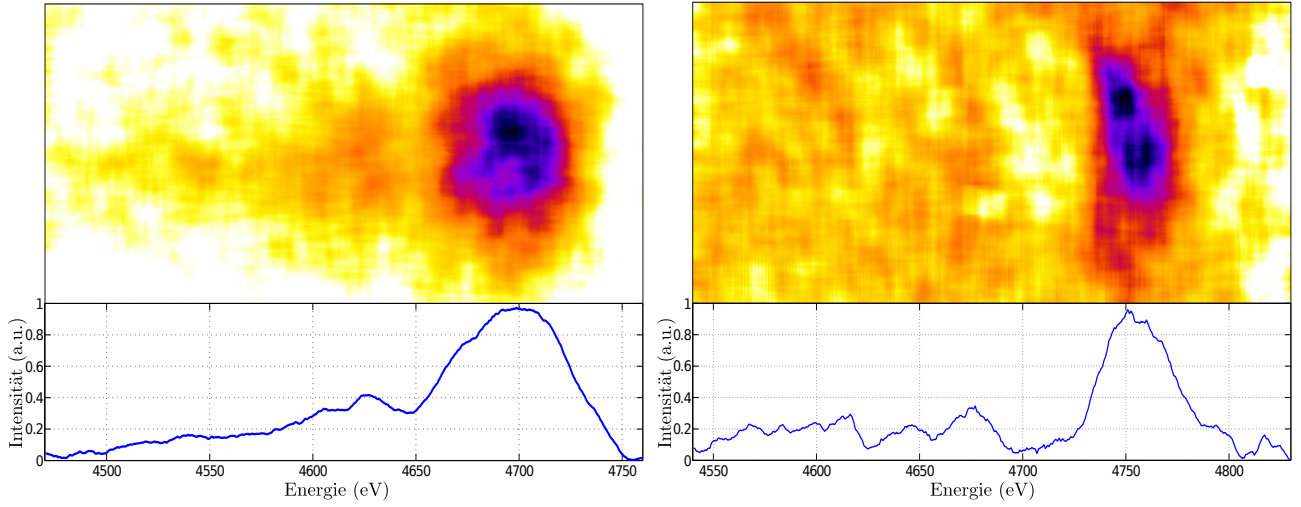
$$S^{tot}(k) = |f_I(k) + q(k)|^2 S_{ii}(k) + Z_f S_{ee}^0(k) + S_c(k). \quad (5.3)$$

Bedingt durch die geringe Temperatur und die hohe Dichte ist der Ionisationsgrad auch in der flüssigen Phase sehr niedrig, so dass  $Z_f \approx 0$  und  $q(k) \approx 0$  angenommen und Streuung an freien Elektronen sowie elastische Streuung an abschirmenden Elektronen vernachlässigt werden kann. Der Beitrag inelastischer Streuung an gebundenen Elektronen kann in diesem Fall durch Gleichung 2.56 genähert werden so dass sich für den totalen statischen Strukturfaktor ergibt:

$$S^{tot}(k) = |f_I(k)|^2 S_{ii}(k) + Z_c \left( 1 - \frac{|f_I(k)|^2}{Z_c^2} \right), \quad (5.4)$$

wobei  $Z_c = 6$  die Ladungszahl von Kohlenstoff ist. Der Ionenformfaktor  $f_I(k)$  kann über atomphysikalische Modelle direkt berechnet werden [Gregori *et al.*, 2004] zu  $f_I(k) \approx 2.82$ . Der zweite Summand ist für festen und flüssigen Kohlenstoff identisch und ergibt sich zu  $S_c(k) \approx 4.67$ . Für festen Kohlenstoff beschreibt der erste Summand in Gleichung 5.4 Streuung unter der Bragg-Bedingung (Gleichung 3.1) an den Kristallebenen im Kohlenstoffstab. In Von-Hamos-Geometrie hat das Spektrometer mit dem hier eingesetzten Reflektorkristall einen Akzeptanzwinkel der Breite  $\Delta\theta \approx 5^\circ$ , so dass gestreute Strahlung mit einer Streuwellenzahl von  $k = (3.4 \pm 0.15) \text{ \AA}^{-1}$  detektiert wird. Der größte Beitrag in diesem Bereich entsteht durch Streuung an der (012)-Ebene mit  $k = 3.5 \text{ \AA}^{-1}$ , dieser ist aber deutlich





**Abbildung 5.11:** Aufgenommenes Streusignal der Ti-He<sub>α</sub>-Strahlung von ungeheiztem Kohlenstoff (links) und von geheiztem (rechts).

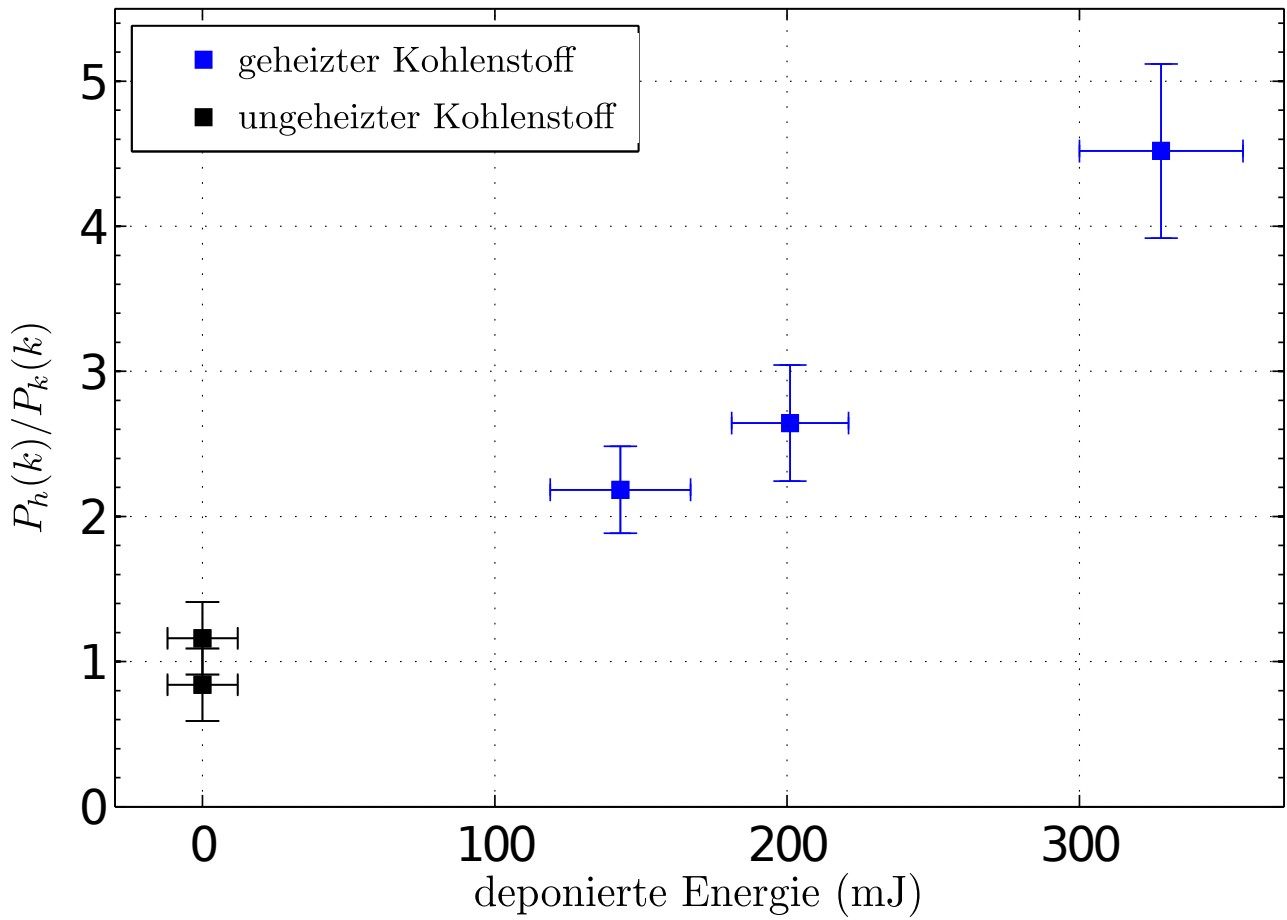
schwächer als der Beitrag inelastischer Streuung an gebundenen Elektronen. Um den totalen statischen Strukturfaktor für festen Kohlenstoff in dieser Streugeometrie zu ermitteln wurde deshalb die absolute Stärke der Röntgenquelle analog zu Abschnitt 4.1.2 bestimmt. Da im ungeheizten Fall der Stab vollständig in der festen Phase ist, kann  $S_{fest}^{tot}(k)$  aus Gleichung 5.2 mit den bekannten Werten für  $\eta_{spec}$  und  $c$  aus dem Verhältnis an kaltem Kohlenstoff gestreuter Leistung  $P_k(k)$  zu einfallender Leistung  $P_0$  berechnet werden:

$$S_{fest}^{tot}(k) = \frac{1}{c \cdot \eta_{spec} \cdot V_{total}} \frac{P_k(k)}{P_0}. \quad (5.5)$$

In Tabelle 5.1 sind die Parameter von zwei Schüssen zusammen mit dem Verhältnis  $P_k(k)/P_0$  und dem jeweils daraus berechneten Wert für  $S_{fest}^{tot}(k)$  angegeben. Es ergibt sich als Mittelwert für den statischen Strukturfaktor von festem Kohlenstoff  $S_{fest}^{tot}(k) \approx 4.9 \pm 0.6$ . Dieser Wert stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem theoretisch ermittelten Wert für den Beitrag inelastischer Streuung an gebundenen Elektronen aus Gleichung 5.4 überein. Dies bestätigt die Annahme, dass der Beitrag elastischer Streuung am Kristallgitter vernachlässigt werden kann.

$\eta_{spec}$	$V_{total} \text{ (cm}^3\text{)}$	$c \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$P_k(k)/P_0$	$S_{fest}^{tot}(k)$
$(4.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	$(7.8 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(6.5 \pm 0.4) \times 10^2$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$4.7 \pm 0.8$
$(4.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	$(9.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(7.2 \pm 0.4) \times 10^2$	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$5.1 \pm 0.8$

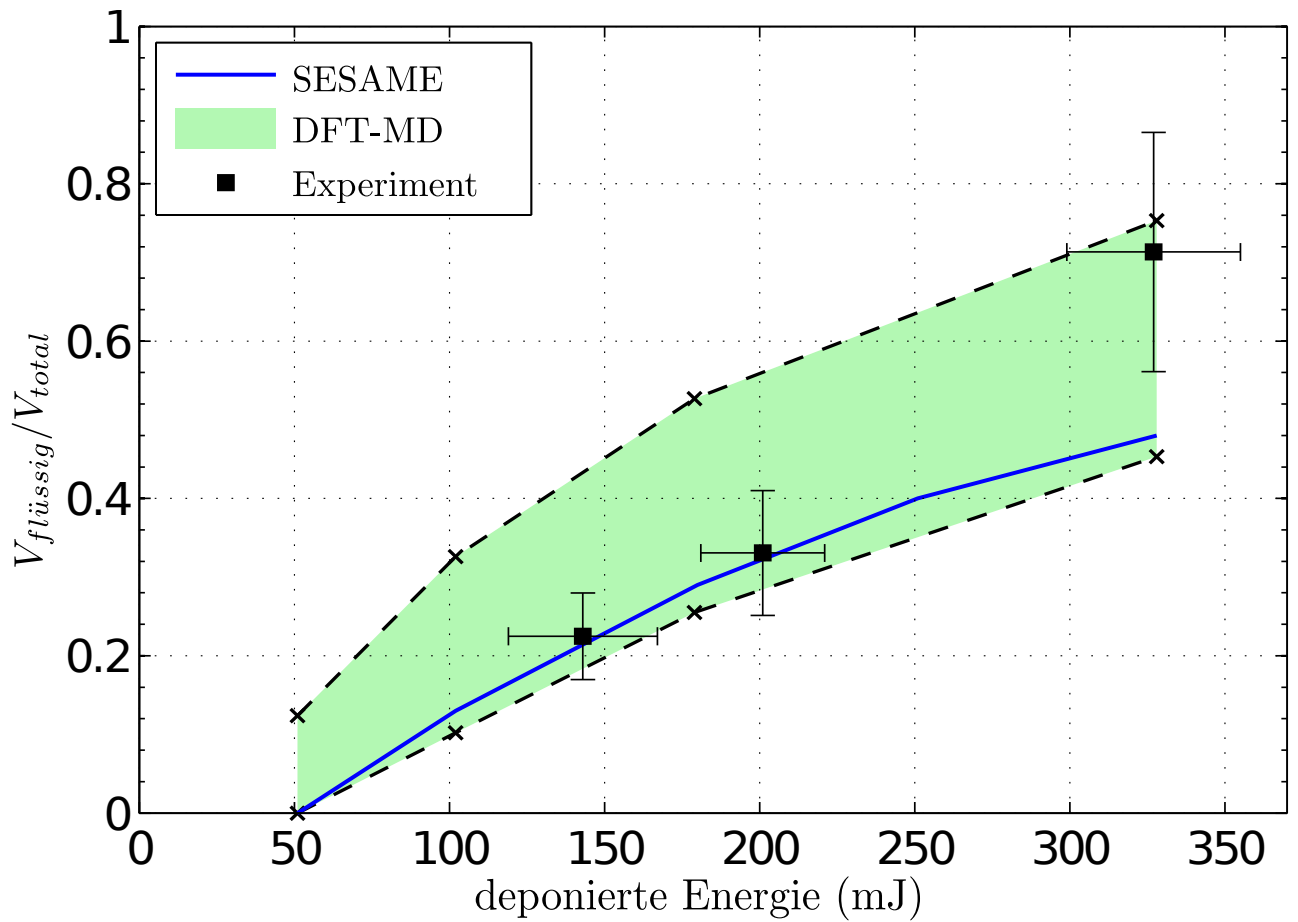
**Tabelle 5.1:** Targetparameter und Stärke des Streusignals bei Streuung an ungeheiztem Kohlenstoff sowie der daraus jeweils berechnete Wert des statischen Strukturfaktors.



**Abbildung 5.12:** Stärke des Streusignals in Abhängigkeit von der Energie, die von den Protonen im Kohlenstoff deponiert wurde. Normiert wurde auf das Streusignal bei Streuung an ungeheiztem Kohlenstoff.

Beim Schmelzen des Kohlenstoffs nimmt die Stärke des elastisch gestreuten Signals zu, da der statische Ionenstrukturfaktor für flüssigen Kohlenstoff bei der hier gewählten Streuwellenzahl  $k \approx 3.4$  das erste und stärkste Maximum erreicht [Galam u. Hansen, 1976]. Nach dem *Hansen-Verlet*-Kriterium [Hansen u. Verlet, 1969] liegt in der Nähe des Schmelzpunktes dieser Maximalwert bei  $S_{ii}(k) \approx 2.85$ . Damit ergibt sich für den totalen statischen Strukturfaktor von flüssigem Kohlenstoff  $S_{flüssig}^{tot}(k) \approx 27.3$ .

Die Stärke des integrierten Streusignals bei Streuung an flüssigem und festem Kohlenstoff unterscheidet sich demnach um einen Faktor von  $S_{flüssig}^{tot}(k)/S_{fest}^{tot}(k) \approx 5.5$ . Betrachtet man einen durch Protonen geheizten Kohlenstoffstab, der sich teilweise im flüssigen Zustand befindet (siehe Abschnitt 5.3), so ist dadurch das integrierte Streusignal  $P_h(k)$  gegenüber dem ungeheiztem Fall  $P_k(k)$  erhöht. Das Verhältnis dieser Größen ist in Abbildung 5.12 über die von den Protonen im Kohlenstoff deponierte Energie dargestellt.



**Abbildung 5.13:** Anteil des Kohlenstoffs der sich in der flüssigen Phase befindet. Die experimentellen Werte wurden über Gleichung 5.6 aus den Streuintensitäten in Abbildung 5.12 berechnet. Zusätzlich dargestellt sind die theoretisch erwarteten Werte aus der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Simulation auf Basis der SESAME bzw. DFT-MD Zustandsgleichungen. Der breite Bereich der DFT-MD Simulation spiegelt die in diesem Modell beschriebene Koexistenzzone flüssiger und fester Materie beim Phasenwechsel wieder.

Der Anteil des Kohlenstoffs der sich in der flüssigen Phase befindet, kann über Gleichung 5.2 aus der Streuintensität berechnet werden:

$$\frac{V_{flüssig}}{V_{total}} = \left( \frac{P_h(k)}{P_k(k)} - 1 \right) \cdot \left( \frac{S_{flüssig}^{tot}(k)}{S_{fest}^{tot}(k)} - 1 \right)^{-1}. \quad (5.6)$$

In Abbildung 5.13 ist dieses Verhältnis über die deponierte Energie aufgetragen. Zusätzlich zu den experimentellen Daten sind die Anteile dargestellt, die aus der Heizsimulationen auf Basis der Zustandsgleichungen folgen. Bei der SESAME Zustandsgleichung liegt der Schmelzpunkt bei einer klar

definierten inneren Energie (siehe Abbildung 5.1), so dass der Anteil flüssigen Kohlenstoffs genau berechnet werden kann. Bei der DFT-MD Zustandsgleichung gibt es anstelle einer solchen klar definierten Phasenfront einen breiten Schmelzbereich im Kohlenstoff. In diesem Bereich wird das Kohlenstoffgitter durch die von dem Protonen deponierte Energie aufgebrochen, so dass hier sowohl feste als auch flüssige Bereiche vorliegen. Da das Hansen-Verlet-Kriterium für ein reines Fluid definiert ist, kann keine Aussage über das Streuverhalten dieser Koexistenzzone gemacht werden. Bei dem Vergleich mit den experimentellen Daten entsteht daraus eine Unsicherheit bei der Bestimmung der Anteile fester und flüssiger Materie, die sich in dem breiten Bereich in Abbildung 5.13 widerspiegelt.

Für niedrige Energien zeigen die experimentellen Daten eine gute Übereinstimmung mit der SESAME Zustandsgleichung. In diesem Bereich ist der flüssige Anteil der Probe klein, so dass diese Messpunkte hauptsächlich Aufschluss über den Heizprozess der festen Phase liefern. Diese Übereinstimmung entspricht dem Ergebnis der Experimente von [Mancic *et al.*, 2010], bei denen die Temperatur einer Aluminiumprobe aus der Geschwindigkeit der Plasmaexpansion von der Oberfläche bestimmt wurde.

Nimmt der Anteil flüssigen Kohlenstoff aufgrund einer höheren Energiedeposition zu, so entsteht eine Abweichung zwischen den experimentellen Daten und der SESAME Zustandsgleichung. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Modell die Wärmekapazität von Kohlenstoff in der Nähe des Schmelzpunktes überschätzt wird. Im DFT-MD Modell wird ein insgesamt geringerer Anteil an fester Materie vorhergesagt, wobei das Verhältnis festen zu flüssigen Kohlenstoffs durch den Mischbereich beim Phasenübergang und die latente Wärme einer größeren Unsicherheit unterliegt. In Tabelle 5.2 ist analog zu Abschnitt 4.3 die mittlere quadratische Abweichung der Modelle von den experimentellen Daten eingetragen.

Modell	MSE'	MSE
SESAME	$1.1 \times 10^{-4}$	$1.8 \times 10^{-2}$
DFT-MD	$6.9 \times 10^{-3}$	$8.7 \times 10^{-3}$

**Tabelle 5.2:** Mittlere quadratische Abweichung zwischen den von den Plasmamodellen vorhergesagten und den experimentell ermittelten Anteilen flüssigen Kohlenstoffs. MSE' bezeichnet die Abweichung für niedrige Energieinhalte ( $E \lesssim 200$  mJ), MSE die Abweichung über den gesamten Messbereich. Daraus wird deutlich, dass für niedrige Energien SESAME das überlegene Modell ist bei höheren Energien aber versagt, so dass DFT-MD den Messdaten besser entspricht.

Auf Basis der hier präsentierten experimentellen Ergebnisse und im Rahmen der Messgenauigkeit beschreibt das DFT-MD Modell den Schmelzprozess von Kohlenstoff besser als die SESAME Zustandsgleichung.

In diesem Experiment konnte gezeigt werden, dass lasererzeugte Protonenstrahlen ein gutes und verhältnismäßig einfaches Mittel darstellen, um warme, dichte Materiezustände zu erzeugen. Die hohen Teilchenzahlen und kurzen Pulsdauern ermöglichen es, den Heizprozess durchzuführen, ohne dass eine nennenswerte Expansion des Targets stattfindet. Auf diese Weise konnten Temperaturen

---

von bis zu  $T \approx 1 \times 10^4$  K bei Festkörperdichte erreicht werden so dass ein Teil der Probe in die flüssige Phase gebracht wurde. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass Röntgenthomsonstreuung mit lasererzeugten Röntgenquellen ein gutes diagnostisches Verfahren darstellen, um diese exotischen und kurzlebigen Zustände zu untersuchen.



---

## 6 Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurde Röntgenthompsonstreuung als ein diagnostisches Verfahren eingesetzt, um lasergeheizte und komprimierte Lithiumproben sowie protonenstrahlgeheizte Kohlenstoffproben zu charakterisieren. Diese Methode zeichnet sich vor allem dadurch aus, dass die Messung über das komplette Probenvolumen erfolgt und auch bei hoher Dichte eine zuverlässige Aussage treffen kann. Andere diagnostische Verfahren, wie die Messung der Strahlungsemission oder interferometrische Verfahren bestimmen die Plasmaparameter meistens nur in der Korona und verwenden hydrodynamische Modelle um auf den Zustand im Inneren der Probe Rückschlüsse ziehen zu können [Mancic *et al.*, 2010]. Die Gültigkeit dieser Modelle bei exotischen Materiezuständen, für die wenige oder keine experimentellen Daten vorliegen, ist fraglich. Die hier präsentierten Ergebnisse stellen eine Erweiterung der experimentell zugänglichen Zustände dar und erlauben so eine Überprüfung der Modelle.

Die in der vorliegenden Arbeit diskutierte Messung an laserkomprimierten Lithiumfolien beruht auf elastischer Streuung an Elektronen, deren Bewegung mit der der Ionen korreliert ist. Zur Interpretation dieser Daten wird die integrierte Intensität des Streusignals in Relation zur eingekoppelten Intensität gesetzt. Deshalb ist es nötig, sowohl die Stärke des gestreuten Signals als auch die der Röntgenquelle absolut zu bestimmen. Diese Notwendigkeit bedingt zusätzliche fehlerbehaftete Messungen, welche die Genauigkeit dieser Diagnostik einschränken. Dies könnte umgangen werden, wenn die Messung eine spektrale Auflösung des inelastisch an freien Elektronen gestreuten Signals erlauben würde. Dann wäre eine Bestimmung der Plasmaparameter aus dem Verhältnis der Stärken von elastisch zu inelastisch gestreutem Signal sowie Position und Breite dieser Beiträge im Spektrum möglich [Glenzer *et al.*, 2007]. Im hier diskutierten Experiment war dafür die Röntgenquelle zu schwach und das Signal-Rausch-Verhältnis zu niedrig. Diese Probleme könnten durch den Einsatz eines stärkeren Lasers als Treiber einer Röntgenquelle sowie einer besseren Abschirmung des Detektors behoben werden.

Ein wichtiger Faktor für Röntgenthompsonstreuung ist die von der Photonenenergie abhängige Abschwächung der Röntgenstrahlung in dem Probenmaterial, die das diagnostizierbare Volumen limitiert. Bei der hier verwendeten Strahlung der  $\text{Ly}_\alpha$  Linie von Chlor besitzen die Photonen eine Energie von  $E_\gamma = 2.96 \text{ keV}$ , so dass die Intensität in Lithium nach einer Strecke  $d$  von 2.6 mm auf  $1/e$  der Anfangsintensität abfällt, dies kann als Reichweite in dem Material verstanden werden. Bei anderen Materialien ist die Reichweite deutlich niedriger, für Bor beträgt sie  $d = 90 \text{ }\mu\text{m}$ , für Kohlenstoff  $d = 50 \text{ }\mu\text{m}$ . Um das Streuvolumen zu vergrößern kann eine andere Röntgenlinie mit höherer Photonenenergie als Quelle verwendet werden, zum Beispiel die  $\text{K}_\alpha$ -Linie von Titan bei  $E_\gamma = 4.51 \text{ keV}$  oder Kupfer bei  $E_\gamma = 8.05 \text{ keV}$  ( $d = 175 \text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $d = 1.1 \text{ mm}$  in Kohlenstoff). Für eine effiziente Erzeugung von  $\text{K}_\alpha$ -Strahlung wird eine hohe Laserintensitäten benötigt ( $I \gtrsim 2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ), so dass hier der Einsatz von Kurzpulslasern sinnvoll ist. Erste Streuexperimente mittels Titan  $\text{K}_\alpha$ -Strahlung an Lithi-

---

umhydrid [Kritcher *et al.*, 2009] und Kupfer  $K_\alpha$ -Strahlung an Plastik [Barbrel *et al.*, 2009] konnten bereits erfolgreich durchgeführt werden.

Für die in dieser Arbeit präsentierte Röntgenthompsonstreuung an protonenstrahlgeheiztem Kohlenstoff wurde die  $\text{He}_\alpha$ -Linie von Titan mit  $E_\gamma = 4.75 \text{ keV}$  verwendet, vor allem da für diese Energie bei Kohlenstoff die Reichweite  $d = 205 \text{ }\mu\text{m}$  beträgt. Diese Röntgenlinie ist ausserdem mit relativ hoher Effizienz erzeugbar, besitzt aber eine ausgeprägte Struktur, die eine spektrale Auflösung des Streusignals in inelastischen und elastischen Anteil unmöglich machte. Die Verwendung der Chlor  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie oder der Titan  $K_\alpha$ -Linie würde diese spektrale Auflösung erlauben. Eine Messung unter Verwendung der Chlor  $\text{Ly}_\alpha$  würde ausserdem die Anforderungen an das Lasersystem reduzieren, da das Experiment dann mit einem Kurzpuls und einem Langpuls anstelle zweier Kurzpulse durchgeführt werden könnte. Dies ist eine bedeutende Vereinfachung, da viele weltweit zur Verfügung stehende Hochenergielasersysteme nur einen einzelnen Kurzpuls mit hoher Energie zur Verfügung stellen können. Derartige Experimente wurden in der Folge des hier präsentierten Experiments bereits am *Trident* Lasersystem am *Los Alamos National Laboratory* durchgeführt, konnten aber bisher noch keine eindeutigen Ergebnisse liefern.

Streuexperimente mittels Titan  $K_\alpha$  an protonenstrahlgeheiztem Bor wurden am *Titan* Lasersystem am *Lawrence Livermore National Laboratory* durchgeführt und zeigen vielversprechende Ergebnisse, die aber noch nicht vollständig ausgewertet sind.

Andere Experimente haben gezeigt, dass die Erzeugung von Protonenstrahlen durch Hochintensitätslaser deutlich effizienter abläuft, wenn die Targetgeometrie darauf optimiert wird. So wird der Beschleunigungsmechanismus gestört, wenn sich die Abschirmung in zu geringem Abstand ( $\lesssim 500 \text{ }\mu\text{m}$ ) von der Folie befindet. Weiterhin sagen die Modelle zur Simulation der Beschleunigung einen fokussierenden Effekt voraus, wenn gekrümmte anstelle von flachen Folien verwendet werden. Dieser Effekt würde zu einer höheren Strahlintensität am Ort der Probe führen, konnte bisher aber noch nicht experimentell bestätigt werden.



---

## Literaturverzeichnis

---

- [Atzeni u. Meyer-Ter-Vehn 2004] ATZENI, S. ; MEYER-TER-VEHN, J.: *The Physics of Inertial Fusion*. Oxford Science Publications, 2004
- [Barbrel *et al.* 2009] BARBREL, B.; KOENIG, M.; BENUZZI-MOUNAIX, A.; BRAMBRINK, E.; BROWN, C. R. D.; GERICKE, D. O.; NAGLER, B.; GLOAHEC, M. R.; RILEY, D.; SPINDLOE, C.; VINKO, S. M.; VORBERGER, J.; WARK, J.; WÜNSCH, K.; GREGORI, G.: Measurement of Short-Range Correlations in Shock-Compressed Plastic by Short-Pulse X-Ray Scattering. In: *Physical Review Letters* 102 (2009), Nr. 16, S. 165004. DOI 10.1103/PhysRevLett.102.165004
- [BEARDEN u. BURR 1967] BEARDEN, J. A. ; BURR, A. F.: Reevaluation of X-Ray Atomic Energy Levels. In: *Rev. Mod. Phys.* 39 (1967), Jan, Nr. 1, S. 125–142. DOI 10.1103/RevModPhys.39.125
- [Bethe 1930] BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 397 (1930), S. 325–400. DOI 10.1002/andp.19303970303
- [Bloch 1933] BLOCH, F.: Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. In: *Annalen der Physik* 408 (1933), S. 285–320. DOI 10.1002/andp.19334080303
- [Boercker u. More 1986] BOERCKER, David B.; MORE, Richard M.: Statistical mechanics of a two-temperature, classical plasma. In: *Phys. Rev. A* 33 (1986), Mar, Nr. 3, S. 1859–1869. DOI 10.1103/PhysRevA.33.1859
- [Brambrink 2004] BRAMBRINK, Erik: *Untersuchung der Eigenschaften lasererzeugter Ionenstrahlen*, TU Darmstadt, Dissertation, 2004
- [Chaturvedi *et al.* 1981] CHATURVEDI, D. K.; ROVERE, M.; SENATORE, G.; TOSI, M. P.: Liquid alkali metals and alloys as electron-ion plasmas. In: *Physica B+C* 111 (1981), Nr. 1, S. 11 – 23. DOI 10.1016/0378-4363(81)90159-5. – ISSN 0378–4363
- [CLF 2008] CLF: *Central Laser Facility Website*. <http://www.clf.rl.ac.uk/Facilities/Vulcan/12248.aspx>. Version: 2008
- [Compton 1923] COMPTON, Arthur H.: A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. In: *Phys. Rev.* 21 (1923), May, Nr. 5, S. 483–502. DOI 10.1103/PhysRev.21.483
- [Du Mond 1929] DU MOND, Jesse W. M.: Compton Modified Line Structure and its Relation to the Electron Theory of Solid Bodies. In: *Phys. Rev.* 33 (1929), May, Nr. 5, S. 643–658. DOI 10.1103/PhysRev.33.643
- [Dufour *et al.* 2007] DUFOUR, P.; LIEBERT, J.; FONTAINE, G.; BEHARA, N.: White dwarf stars with carbon atmospheres. In: *Nature* 450 (2007), S. 522–524. DOI 10.1038/nature06318

- 
- [Frank 2008] FRANK, Alexander: *Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2008
- [Fuchs et al. 2006] FUCHS, J; ANTICI, P; D'HUMIERES, E.; LEFEBVRE, E.; BORGHESI, M.; BRAMBRINK, E.; CECCHETTI, C. A.; KALUZA, M.; MALKA, V.; MANCLOSSI, M.; MEYRONEINC, S.; MORA, P; SCHREIBER, J.; TONCIAN, T.; PEPIN, H.; AUDEBERT, P: Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 48–54. DOI 10.1038/nphys199
- [Fünfer et al. 1963] FÜNFER, E.; KRONAST, B.; KUNZE, H.-J.: Experimental results on light scattering by a [theta]-pinch plasma using a ruby laser. In: *Physics Letters* 5 (1963), Nr. 2, S. 125 – 127. DOI 10.1016/S0375-9601(63)91940-6. – ISSN 0031–9163
- [Galam u. Hansen 1976] GALAM, Serge ; HANSEN, Jean-Pierre: Statistical mechanics of dense ionized matter. VI. Electron screening corrections to the thermodynamic properties of the one-component plasma. In: *Phys. Rev. A* 14 (1976), Aug, Nr. 2, S. 816–832. DOI 10.1103/PhysRevA.14.816
- [Garcia-Saiz et al. 2008] GARCIA-SAIZ, E; GREGORI, G; GERICKE, D; VORBERGER, J; BARBREL, B; CLARKE, R; FREEMAN, R; GLENZER, S; KHATTAK, F; KOENIG, M; LANDEN, O; NEELY, D; NEUMAYER, P; NOTLEY, M; PELKA, A; PRICE, D; ROTH, M; SCHOLLMEIER, M; SPINDLOE, C; WEBER, R; WOERKOM, L van; WUNSCH, K; RILEY, D: Probing warm dense lithium by inelastic X-ray scattering. In: *Nat Phys* 4 (2008), Nr. 12, S. 940–944. DOI 10.1038/nphys1103. – 10.1038/nphys1103
- [Glenzer u. Redmer 2009] GLENZER, Siegfried H. ; REDMER, Ronald: X-ray Thomson scattering in high energy density plasmas. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009), Dec, Nr. 4, S. 1625–1663. DOI 10.1103/RevModPhys.81.1625
- [Glenzer et al. 2003] GLENZER, S. H.; GREGORI, G.; LEE, R. W.; ROGERS, F. J.; POLLAINÉ, S. W.; LANDEN, O. L.: Demonstration of Spectrally Resolved X-Ray Scattering in Dense Plasmas. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), May, Nr. 17, S. 175002. DOI 10.1103/PhysRevLett.90.175002
- [Glenzer et al. 2007] GLENZER, S. H.; LANDEN, O. L.; NEUMAYER, P; LEE, R. W.; WIDMANN, K.; POLLAINÉ, S. W.; WALLACE, R. J.; GREGORI, G.; HOLL, A.; BORNATH, T.; THIELE, R.; SCHWARZ, V; KRAEFT, W.-D.; REDMER, R.: Observations of Plasmons in Warm Dense Matter. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), Nr. 6, S. 065002. DOI 10.1103/PhysRevLett.98.065002
- [Grant et al. 1980] GRANT, I. P; MCKENZIE, B. J.; NORRINGTON, P. H.; MAYERS, D. F.; PYPER, N. C.: An atomic multiconfigurational Dirac-Fock package. In: *Computer Physics Communications* 21 (1980), Nr. 2, S. 207 – 231. DOI 10.1016/0010-4655(80)90041-7. – ISSN 0010–4655
- [Gregori et al. 2003] GREGORI, G.; GLENZER, S. H.; ROZMUS, W.; LEE, R. W.; LANDEN, O. L.: Theoretical model of x-ray scattering as a dense matter probe. In: *Phys. Rev. E* 67 (2003), Feb, Nr. 2, S. 026412. DOI 10.1103/PhysRevE.67.026412
- [Gregori et al. 2004] GREGORI, G.; GLENZER, S. H.; ROGERS, F. J.; POLLAINÉ, S. M.; LANDEN, O. L.; BLANCARD, C.; FAUSSURIER, G.; RENAUDIN, P; KUHLBRODT, S.; REDMER, R.: Electronic structure

---

measurements of dense plasmas. In: *Physics of Plasmas* 11 (2004), Nr. 5, S. 2754–2762. DOI 10.1063/1.1689664

[Gregori *et al.* 2006] GREGORI, G.; GLENZER, S.H.; CHUNG, H.-K.; FROULA, D.H.; LEE, R.W.; MEEZAN, N.B.; MOODY, J.D.; NIEMANN, C.; LANDEN, O.L.; HOLST, B.; REDMER, R.; REGAN, S.P.; SAWADA, H.: Measurement of carbon ionization balance in high-temperature plasma mixtures by temporally resolved X-ray scattering. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 99 (2006), Nr. 1-3, S. 225 – 237. DOI 10.1016/j.jqsrt.2005.05.017. – ISSN 0022–4073. – Radiative Properties of Hot Dense Matter

[Gregori *et al.* 2007] GREGORI, G.; RAVASIO, A.; HÖLL, A.; GLENZER, S.H.; ROSE, S.J.: Derivation of the static structure factor in strongly coupled non-equilibrium plasmas for X-ray scattering studies. In: *High Energy Density Physics* 3 (2007), Nr. 1-2, S. 99 – 108. DOI 10.1016/j.hedp.2007.02.006. – ISSN 1574–1818

[Hansen u. McDonald 1983] HANSEN, J. P.; McDONALD, I. R.: Thermal relaxation in a strongly coupled two-temperature plasma. In: *Physics Letters A* 97 (1983), Nr. 1-2, S. 42 – 44. DOI 10.1016/0375-9601(83)90097-X. – ISSN 0375–9601

[Hansen u. Verlet 1969] HANSEN, Jean-Pierre ; VERLET, Loup: Phase Transitions of the Lennard-Jones System. In: *Phys. Rev.* 184 (1969), Aug, Nr. 1, S. 151–161. DOI 10.1103/PhysRev.184.151

[Henke *et al.* 1993] HENKE, B. L.; GULLIKSON, E. M.; DAVIS, J. C.: X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at  $E = 50\text{--}30,000$  eV,  $Z = 1\text{--}92$ . In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54 (1993), July, Nr. 2, S. 181–342. DOI 10.1006/adnd.1993.1013. – ISSN 0092640X

[Ichimaru u. Tanaka 1985] ICHIMARU, Setsuo ; TANAKA, Shigenori: Theory of interparticle correlations in dense, high-temperature plasmas. V. Electric and thermal conductivities. In: *Phys. Rev. A* 32 (1985), Sep, Nr. 3, S. 1790–1798. DOI 10.1103/PhysRevA.32.1790

[Ichimaru 1973] ICHIMARU, Setsuo: *Basic Principles of Plasma Physics*. Addison, Reading, 1973

[Ichimaru 1982] ICHIMARU, Setsuo: Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids. In: *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982), Oct, Nr. 4, S. 1017–1059. DOI 10.1103/RevModPhys.54.1017

[James 1962] JAMES, R.W.: *The Optical Principles of the Diffraction of X-rays*. Ox Bow Press, 1962

[Kauffman 1991] KAUFFMAN, R.L. ; RUBENCHIK, A. (Hrsg.) ; WITOWSKI, S. (Hrsg.): *Handbook of Plasma Physics*. Elsevier, 1991

[Kelly 1987] KELLY, J.: Progress in Laser Fusion. In: *Laboratory for Laser Energetics Quarterly Report No. DOE/DP40200-65* 33 (1987), Nr. 33, S. 1–10. [http://www.lle.rochester.edu/pub/review/v33/33\\_Review.pdf](http://www.lle.rochester.edu/pub/review/v33/33_Review.pdf)

- 
- [Kritcher *et al.* 2009] KRITCHER, A. L.; NEUMAYER, P.; BROWN, C. R. D.; DAVIS, P.; DÖPPNER, T.; FALCONE, R. W.; GERICKE, D. O.; GREGORI, G.; HOLST, B.; LANDEN, O. L.; LEE, H. J.; MORSE, E. C.; PELKA, A.; REDMER, R.; ROTH, M.; VORBERGER, J.; WÜNSCH, K.; GLENZER, S. H.: Measurements of Ionic Structure in Shock Compressed Lithium Hydride from Ultrafast X-Ray Thomson Scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), Dec, Nr. 24, S. 245004. DOI 10.1103/PhysRevLett.103.245004
- [Kugland *et al.* 2009] KUGLAND, N. L.; GREGORI, G.; BANDYOPADHYAY, S.; BRENNER, C. M.; BROWN, C. R. D.; CONSTANTIN, C.; GLENZER, S. H.; KHATTAK, F. Y.; KRITCHER, A. L.; NIEMANN, C.; OTTEN, A.; PASLEY, J.; PELKA, A.; ROTH, M.; SPINDLOE, C.; RILEY, D.: Evolution of elastic x-ray scattering in laser-shocked warm dense lithium. In: *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)* 80 (2009), Nr. 6, S. 066406. DOI 10.1103/PhysRevE.80.066406
- [Kunze *et al.* 1964] KUNZE, H. J.; FÜNFER, E.; KRONAST, B.; KEGEL, W. H.: Measurement of the spectral distribution of light scattered by a [Theta]-pinch plasma. In: *Physics Letters* 11 (1964), Nr. 1, S. 42 – 43. DOI 10.1016/0031-9163(64)90250-1. – ISSN 0031–9163
- [Landen *et al.* 2001] LANDEN, O. L.; FARLEY, D. R.; GLENDINNING, S. G.; LOGORY, L. M.; BELL, P. M.; KOCH, J. A.; LEE, F. D.; BRADLEY, D. K.; KALANTAR, D. H.; BACK, C. A.; TURNER, R. E.: X-ray backlighting for the National Ignition Facility (invited). In: *Review of Scientific Instruments* 72 (2001), Nr. 1, S. 627–634. DOI 10.1063/1.1315641
- [Larsen u. Lane 1994] LARSEN, Jon T.; LANE, Stephen M.: HYADES–A plasma hydrodynamics code for dense plasma studies. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 51 (1994), Nr. 1-2, S. 179 – 186. DOI 10.1016/0022-4073(94)90078-7. – ISSN 0022–4073. – Special Issue Radiative Properties of Hot Dense Matter
- [Liboff 1984] LIBOFF, Richard L.: Criteria for physical domains in laboratory and solid-state plasmas. In: *Journal of Applied Physics* 56 (1984), Nr. 9, S. 2530–2535. DOI 10.1063/1.334317
- [Lindl *et al.* 2004] LINDL, John D.; AMENDT, Peter; BERGER, Richard L.; GLENDINNING, S. G.; GLENZER, Siegfried H.; HAAN, Steven W.; KAUFFMAN, Robert L.; LANDEN, Otto L.; SUTER, Laurence J.: The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. In: *Physics of Plasmas* 11 (2004), Nr. 2, S. 339–491. DOI 10.1063/1.1578638
- [Lyon u. Johnson 1992] LYON, Stanford P.; JOHNSON, James D.: SESAME: THE LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY EQUATION OF STATE DATABASE. In: *Los Alamos National Laboratory Report No. LA-UR-92-3407* (1992)
- [MacFarlane *et al.* 2006] MACFARLANE, J.J.; GOLOVKIN, I.E.; WOODRUFF, P.R.: HELIOS-CR - A 1-D radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 99 (2006), Nr. 1-3, S. 381 – 397. DOI 10.1016/j.jqsrt.2005.05.031. – ISSN 0022–4073. – Radiative Properties of Hot Dense Matter

- 
- [Maiman 1960] MAIMAN, T.H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 187 (1960), S. 493 – 494. DOI 10.1038/187493a0
- [Mancic et al. 2010] MANCIC, A.; ROBICHE, J.; ANTICI, P.; AUDEBERT, P.; BLANCARD, C.; COMBIS, P.; DORCHIES, F.; FAUSSURIER, G.; FOURMAUX, S.; HARMAND, M.; KODAMA, R.; LANCIA, L.; MAZEVET, S.; NAKATSUTSUMI, M.; PEYRUSSE, O.; RECOULES, V.; RENAUDIN, P.; SHEPHERD, R.; FUCHS, J.: Isochoric heating of solids by laser-accelerated protons: Experimental characterization and self-consistent hydrodynamic modeling. In: *High Energy Density Physics* 6 (2010), Nr. 1, S. 21 – 28. DOI 10.1016/j.hedp.2009.06.008. – ISSN 1574–1818
- [Meadowcroft et al. 2008] MEADOWCROFT, A. L.; BENTLEY, C. D.; STOTT, E. N.: Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics. In: *Review of Scientific Instruments* 79 (2008)
- [Moore 1973] MOORE, A.W.; WALKER, P.L. (Hrsg.); THROWER, P.A. (Hrsg.): *Chemistry and Physics of carbon*. Bd. 11. Dekker, New York, 1973. – 69 S.
- [More et al. 1988] MORE, R. M.; WARREN, K. H.; YOUNG, D. A.; ZIMMERMAN, G. B.: A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter. In: *Physics of Fluids* 31 (1988), Nr. 10, S. 3059–3078. DOI 10.1063/1.866963
- [Nettelmann et al. 2008] NETTELMANN, Nadine; HOLST, Bastian; KIETZMANN, Andre; FRENCH, Martin; REDMER, Ronald; ; BLASCHKE, David: Ab Initio Equation of State Data for Hydrogen, Helium, and Water and the Internal Structure of Jupiter. In: *The Astrophysical Journal* 683 (2008), Nr. 2, S. 1217–1228. <http://stacks.iop.org/0004-637X/683/1217>
- [Nürnberg et al. 2009] NÜRNBERG, F.; SCHOLLMEIER, M.; BRAMBRINK, E.; BLAŽEVIĆ, A.; CARROLL, D. C.; FLIPPO, K.; GAUTIER, D. C.; EL, M. G.; HARRES, K.; HEGELICH, B. M.; LUNDH, O.; MARKEY, K.; McKENNA, P.; NEELY, D.; SCHREIBER, J.; ROTH, M.: Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams. In: *Review of Scientific Instruments* 80 (2009), Nr. 3, S. 033301. DOI 10.1063/1.3086424
- [Otten 2007] OTTEN, Anke: *Modellierung des Ausleseprozesses von CR-Bildplatten*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, November 2007
- [Paterson et al. 2008] PATERSON, I J.; CLARKE, R J.; WOOLSEY, N C.; GREGORI, G: Image plate response for conditions relevant to laser&ndash;plasma interaction experiments. In: *Measurement Science and Technology* 19 (2008), Nr. 9, S. 095301 (5pp). <http://stacks.iop.org/0957-0233/19/095301>
- [Pelka et al. 2010] PELKA, A.; GREGORI, G.; GERICKE, D.O.; VORBERGER, J.; GLENZER, S.H.; GÜNTHER, M. M.; HARRES, K.; HEATHCOTE, R.; KRITCHER, A.L.; KUGLAND, N.L.; LI, B.; MAKITA, M.; MITHEN, J.; NEELY, D.; NIEMANN, C.; OTTEN, A.; RILEY, D.; SCHAUMANN, G.; SCHOLLMEIER, M.; TAUSCHWITZ, An. ; ROTH, M.: Ultrafast melting of carbon induced by intense proton beams. (2010). – submitted

- 
- [Perrot u. Dharma-Wardana 2000] PERROT, Francois ; DHARMA-WARDANA, M. W. C.: Spin-polarized electron liquid at arbitrary temperatures: Exchange-correlation energies, electron-distribution functions, and the static response functions. In: *Phys. Rev. B* 62 (2000), Dec, Nr. 24, S. 16536–16548. DOI 10.1103/PhysRevB.62.16536
- [Peter 1988] PETER, Thomas: *Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen*, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, PhD Thesis, 1988
- [Ramis et al. 2009] RAMIS, R.; VEHN, J. M. ; RAMÍREZ, J.: MULTI2D - a computer code for two-dimensional radiation hydrodynamics. In: *Computer Physics Communications* 180 (2009), Nr. 6, S. 977 – 994. DOI 10.1016/j.cpc.2008.12.033. – ISSN 0010–4655
- [Riley et al. 2002] RILEY, D; WOOLSEY, NC; MCSHERRY, D; KHATTAK, F Y.; WEAVER, Ian: He-like x-ray line emission from laser irradiated sources. In: *Plasma Sources Science and Technology* 11 (2002), Nr. 4, S. 484–491. <http://stacks.iop.org/0963-0252/11/484>
- [Rowlands 2002] ROWLANDS, J A.: The physics of computed radiography. In: *Physics in Medicine and Biology* 47 (2002), Nr. 23, S. R123. <http://stacks.iop.org/0031-9155/47/i=23/a=201>
- [Salpeter 1960] SALPETER, E. E.: Electron Density Fluctuations in a Plasma. In: *Phys. Rev.* 120 (1960), Dec, Nr. 5, S. 1528–1535. DOI 10.1103/PhysRev.120.1528
- [Schollmeier 2008] SCHOLLMEIER, Marius: *Optimization and control of laser-accelerated proton beams*, TU Darmstadt, PhD Thesis, 2008
- [Sheffield 1975] SHEFFIELD, John ; VITERBI, A. J. (Hrsg.): *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*. New York, Academic Press, Inc., 1975 <http://adsabs.harvard.edu/abs/1975nyap.book>
- [Snively et al. 2000] SNAVELY, R. A.; KEY, M. H.; HATCHETT, S. P.; COWAN, T. E.; ROTH, M.; PHILLIPS, T. W.; STOYER, M. A.; HENRY, E. A.; SANGSTER, T. C.; SINGH, M. S.; WILKS, S. C.; MACKINNON, A.; OFFENBERGER, A.; PENNINGTON, D. M.; YASUIKE, K.; LANGDON, A. B.; LASINSKI, B. F.; JOHNSON, J.; PERRY, M. D.; CAMPBELL, E. M.: Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), Oct, Nr. 14, S. 2945–2948. DOI 10.1103/PhysRevLett.85.2945
- [Stanley u. Bloxham 2004] STANLEY, S. ; BLOXHAM, J.: Convective-region geometry as the cause of Uranus’ and Neptune’s unusual magnetic fields. In: *Nature* 428 (2004), S. 151–153. DOI 10.1038/nature02376
- [Tauschwitz et al. 2006] TAUSCHWITZ, Anna; BRAMBRINK, E.; MARUHN, J.A.; ROTH, M.; SCHOLLMEIER, M.; SCHLEGEL, T.; TAUSCHWITZ, Andreas: Laser-produced proton beams as a tool for equation-of-state studies of warm dense matter. In: *High Energy Density Physics* 2 (2006), Nr. 1-2, S. 16 – 20. DOI 10.1016/j.hedp.2006.01.001. – ISSN 1574–1818
- [Thomson 1906] THOMSON, J.J.: *Conduction of Electricity through Gases*. Cambridge University Press, 1906



- 
- [Urry *et al.* 2006] URRY, M.K.; GREGORI, G.; LANDEN, O.L.; PAK, A.; GLENZER, S.H.: X-ray probe development for collective scattering measurements in dense plasmas. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 99 (2006), Nr. 1-3, S. 636 – 648. DOI 10.1016/j.jqsrt.2005.05.051. – ISSN 0022–4073. – Radiative Properties of Hot Dense Matter
- [Waasmaier u. Kirfel 1995] WAASMAIER, D.; KIRFEL, A.: New analytical scattering-factor functions for free atoms and ions. In: *Acta Crystallographica Section A* 51 (1995), May, Nr. 3, S. 416–431. DOI 10.1107/S0108767394013292
- [Wünsch *et al.* 2009] WÜNSCH, K.; VORBERGER, J.; GERICKE, D. O.: Ion structure in warm dense matter: Benchmarking solutions of hypernetted-chain equations by first-principle simulations. In: *Phys. Rev. E* 79 (2009), Jan, Nr. 1, S. 010201. DOI 10.1103/PhysRevE.79.010201
- [Ziegler 2004] ZIEGLER, James F.: SRIM-2003. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 219-220 (2004), S. 1027 – 1036. DOI 10.1016/j.nimb.2004.01.208. – ISSN 0168–583X. – Proceedings of the Sixteenth International Conference on Ion Beam Analysis





---

## Veröffentlichungsliste

---

*Probing warm dense lithium by inelastic x-ray scattering*

E. García Saiz, G. Gregori, D.O. Gericke, J. Vorberger, B. Barbrel, R.J. Clarke, R.R. Freeman, S.H. Glenzer, F.Y. Khattak, M. Koenig, O.L. Landen, D. Neely, P. Neumayer, M.M. Notley, **A. Pelka**, D. Price, M. Roth, M. Schollmeier, C. Spindloe, R.L. Weber, L. van Woerkom, K. Wünsch und D. Riley  
Nature Physics **4**, 940 - 944 (2008)

*Plasma physics experiments at GSI*

M. Schollmeier, M. Roth, G. Schaumann, A. Blažević, K. Flippo, A. Frank, J.C. Fernandez, D.C. Gautier, K. Harres, T. Heßling, B.M. Hegelich, F. Nürnberg, **A. Pelka**, H. Ruhl, J. Schreiber, D. Schumacher, K. Witte, B. Zielbauer, und D.H.H. Hoffmann  
Journal of Physics: Conference Series **112**, 042068 (2008)

*Studies of high energy density states using isochoric heating of matter by intense heavy ion beams: The HEDgeHOB Collaboration*

N.A. Tahir, P. Spiller, A.R. Piriz, A. Shutov, I.V. Lomonosov, M. Schollmeier, **A. Pelka**, D.H.H. Hoffmann und C. Deutsch  
Physica Scripta **T132**, 014023 (2008)

*Evolution of elastic x-ray scattering in laser-shocked warm dense lithium*

N.L. Kugland, G. Gregori, S. Bandyopadhyay, C.M. Brenner, C.R. Brown, C. Constantin, S.H. Glenzer, F.Y. Khattak, A.L. Kritcher, C. Niemann, A. Otten, J. Pasley, **A. Pelka**, M. Roth, C. Spindloe und D. Riley  
Physical Review E **80**, 066406 (2009)

*Measurements of Ionic Structure in Shock Compressed Lithium Hydride from Ultrafast X-Ray Thomson Scattering*

A.L. Kritcher, P. Neumayer, C.R. Brown, P. Davis, T. Döppner, R.W. Falcone, D.O. Gericke, G. Gregori, B. Holst, O.L. Landen, H.J. Lee, E.C. Morse, **A. Pelka**, R. Redmer, M. Roth, J. Vorberger, K. Wünsch, und S.H. Glenzer  
Physical Review Letters **103**, 245004 (2009)

*Proton acceleration experiments and warm dense matter research using high power lasers*

M. Roth, I. Alber, V. Bagnoud, C.R. Brown, R. Clarke, H. Daido, J. Fernandez, K. Flippo, S. Gaillard, C. Gauthier, M. Geissel, S.H. Glenzer, G. Gregori, M. Günther, K. Harres, R. Heathcote, A.L. Kritcher, N.L. Kugland, S. LePape, B. Li, M. Makita, J. Mithen, C. Niemann, F. Nürnberg, D. Offermann, A. Otten, **A. Pelka**, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo, A. Tauschwitz und An. Tauschwitz  
Plasma Physics and Controlled Fusion **51** 12, 124039 (2009)

---

*Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma*

A. Frank, A. Blažević, P.L. Grande, K. Harres, T. Heßling, D.H.H. Hoffmann, R. Knobloch-Maas, P.G. Kuznetsov, F. Nürnberg, **A. Pelka**, G. Schaumann, G. Schiwietz, A. Schökel, M. Schollmeier, D. Schumacher, J. Schütrumpf, V.V. Vatulín, O.A. Vinokurov und M. Roth  
Physical Review E **81**, 026401 (2010))

*Ultrafast melting of carbon induced by intense proton beams*

**A. Pelka**, G. Gregori, D.O. Gericke, J. Vorberger, S.H. Glenzer, M.M. Günther, K. Harres, R. Heathcote, A.L. Kitcher, N.L. Kugland, B. Li, M. Makita, J. Mithen, D. Neely, C. Niemann, A. Otten, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, An. Tauschwitz, M. Roth  
-submitted- (2010)

---

## Danksagung

---

Mein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr. Markus Roth für die Überlassung dieser Arbeit. Seine fachliche Kompetenz sowie sein Engagement waren mir während der gesamten Zeit eine große Hilfe. Insbesondere danke ich ihm für die großzügige und tatkräftige Unterstützung bei der Planung, Umsetzung und Finanzierung von experimentellen Vorhaben an Forschungseinrichtungen im Ausland.

Mein großer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann für die Aufnahme in die Abteilung Plasmaphysik der Gesellschaft für Schwerionenforschung und die Unterstützung während seiner Zeit an dieser Forschungseinrichtung.

Herrn Dr. Gianluca Gregori danke ich für die umfangreiche Unterstützung in der Planungsphase und bei der Umsetzung und anschließenden Analyse der Experimente am Rutherford Appleton Laboratory. Auch Herrn Dr. Dirk Gericke möchte ich für die Unterstützung bei der Lösung der theoretischen Fragestellungen danken.

Den Herren Dr. Siegfried Glenzer und Dr. Paul Neumayer danke ich für die Einladung zu Experimenten am Lawrence Livermore National Laboratory und die interessante Zeit in Kalifornien und an diesem Institut. Gleichmaßen gilt mein Dank Herrn Dr. David Neely, der mir die Experimente am Rutherford Appleton Laboratory ermöglicht hat.

Herrn Dr. Marius Schollmeier danke ich für die Vorarbeiten die er auf dem Gebiet der Röntgenthromsonstreuung geleistet hat und die Unterstützung bei der fachlichen Einarbeitung in das Thema.

Für die umfangreiche Unterstützung bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente an der GSI und im Ausland möchte ich mich bei Dipl.-Phys. Anke Otten, Nathan Kugland, Dipl.-Phys. Dominik Kraus, Dipl.-Phys. Knut Harres, Dipl.-Phys. Frank Nürnberg, Dr. Andrea Kritcher und Dipl.-Phys. Gabi Hoffmeister bedanken. Anke Otten und Dominik Kraus danke ich zusätzlich für die vielen Stunden an Korrekturarbeiten die sie in diese Arbeit investiert haben.

Für das freundliche Umfeld, das in dieser Arbeitsgruppe herrscht und für die vielen anregenden Diskussionen möchte ich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Plasmaphysik bedanken, insbesondere Dipl.-Phys. Dennis Schumacher, Dr. Thomas Heßling, Dr. Gabriel Schaumann, Dipl.-Phys. Alexander Frank, Dipl.-Phys. Alexander Schökel, Dipl.-Phys. Alexander Hug, Dipl.-Phys. Marc Günther, Dr. Abel Blažević, Dr. Jurij Menzel, Dipl.-Phys. Johannes Ling sowie allen die ich hier vergessen habe.

Ganz besonders möchte ich meinen Eltern für die jahrelange moralische und finanzielle Unterstützung danken, die mir das Studium der Physik erst ermöglicht hat.



---

## Lebenslauf

---

### Persönliche Daten

---

Name	Alexander Reinhard Pelka
Geburtstag/-ort	20. März 1980 in Köln
Staatsangehörigkeit	deutsch

### Schulbildung

---

08/1986 - 06/1989	Gemeinschaftgrundschule Freiligrathstraße in Köln
08/1989 - 06/1993	Hildegard-von-Bingen-Gymnasium in Köln
08/1993 - 06/1998	Liebfrauenschule in Köln
	Abschluss Allgemeine Hochschulreife, Note: 2,3

### Wehrdienst

---

10/1998 - 08/1999	Grundwehrdienst in Koblenz Fernmelder
-------------------	--

### Studium

---

10/1999 - 08/2005	Physikstudium an der Technischen Universität Darmstadt (TUD)
01/2004 - 05/2005	Diplomarbeit am Institut für Kernphysik Titel: <i>Bestimmung der Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen mittels Laserinterferometrie</i> Abschluss Dipl.-Phys., Note: sehr gut
seit 08/2005	Doktorarbeit an der TUD Titel: <i>Röntgenthompsonstreuung als Diagnostik dichter Plasmen</i>

### Arbeitserfahrung

---

10/2001-04/2004	Studentischer Mitarbeiter am Fachbereich Physik, TUD
seit 08/2005	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik, AG Laser- und Plasmaphysik, TUD

### Auslandsaufenthalte

---

08/1995-02/1996	Schulaustausch nach Tucson, USA
2006-2010	Lawrence Livermore National Laboratory, Kalifornien, USA Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA Rutherford Appleton Laboratory, Didcot, Vereinigtes Königreich University of Oxford, Oxford, Vereinigtes Königreich